ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE DER PHYSIK DER KERNSPALTUNG

Kraut et al.

1959

Verzeichnis
sinnstörender Druckfehler

zur

Zusammenfassung der Ergebnisse der Physik der Kernspaltung

Seite 8*, viertletzte Zeile.
Statt $(\Gamma_n^o = \Gamma_n E_n - 1/2)$
lies $(\Gamma_n^o = \Gamma_n E_n^{-1/2})$

Seite 3 , A. 1.322, 2.Absatz, 2. und 3. Zeile.
Statt $P(E_n) = \sigma_f/\sigma_r = \sigma(d, pf)/\sigma(d,p)$
lies $P(E_n) = \sigma_f/\sigma_r = \sigma(d, pf)/[\sigma(d,p) + \sigma(d,pf)]$

Seite 10 , Tab. 1.41, Zeile U^{238}, Spalte p.
Statt Me 54-1
lies Mc 54-1

Seite 20 , Absatz h., 3. Zeile.
Statt (Tab. 1.431)
lies (Tab. 1.432)

Seite 22 , Tab. 1.51, Spalte E/MeV, Zeile über "280".
Ergänze: (langsam)

Seite 25 , letzte Zeile der Bildunterschrift.
Statt $O_f(E_e)$
lies $\Phi_f(E_e)$

Seite 29 , Fig. 2.4.
Ergänze: × vor Mc 51-1
o vor Hu 54-2
● vor Ka 58-1

Seite 30 , A. 2.6, vorletzte Zeile.
Statt (n, p, t, α)
lies (n, p, d, t, α)

Seite 53 , Fig. 5.21-2, Beschriftung der Ordinate.
Statt Relative Anzahl der Impulse je Intervall von T_l/MeV
lies Relative Anzahl der Impulse je Intervall von $T_l + T_s$

Seite 56 , A. 5.41, 3. Zeile.
Statt (Co 56-1)
lies (Co 56-2)

Seite 69 , Fig. 6.6.
Ergänze: ○ Neutronen, Br 55-1
● Protonen, Pe 55-1

Seite 72 , Tab. 7.2-2, Zeile U^{235}, Spalte n.
Statt Fo 53-2
lies Fo 53-1

Seite 72 , Tab. 7.2-2.
Ergänze Fußnote: [1]) E nicht angegeben

Seite 75 , Fig. 7.41-3.
Ergänze: ● schwere Spaltprodukte
▲ leichte Spaltprodukte
Pfeilspitzen: obere Grenzen
Kurven Z' (A) nach Co 53-1

Seite 76 , 2.Absatz, 3.Zeile.
Statt Fo 53-2
lies Fo 53-1

Seite 83 , Fig. 8.213-1.
Ergänze: ● Neutronen aus dem leichten Bruchstück
○ Neutronen aus dem schweren Bruchstück
× Neutronen aus dem leichten oder schweren Bruchstück

Seite 10*, zwischen "Conf.Acad.Sci.USSR" und "CRC (AECL)"
ergänze: CP Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)

Seite 27*, zwischen "Vo 58-1" und "Wa 48-1"
ergänze: Wa 44-1 K. Way, CP-2497

Zusammenfassung der Ergebnisse der Physik der Kernspaltung

A. Kraut

unter Mitarbeit von

G. Alzmann, P. Armbruster, F. Fröhner,
H. Hohmann, O. Schult und Ch. Weddigen

Bericht
aus der
Studiengruppe für Reaktorbau
an der
Technischen Hochschule München

Juli 1959

Vorwort

In dieser Arbeit sind die experimentellen Ergebnisse der Physik der Kernspaltung zusammengestellt. Als Spaltung ist dabei eine Kernreaktion folgender Art bezeichnet: Im Verlauf der Reaktion spaltet ein Kern gleichzeitig in mindestens zwei Bruchstücke; mindestens zwei dieser Bruchstücke haben Massenzahlen größer als 20. Der Regelfall ist die Spaltung in zwei Bruchstücke (binäre Spaltung). Mit einer Wahrscheinlichkeit von weniger als 0,5% können bei einer Spaltung drei oder (vielleicht) vier Bruchstücke entstehen. Über diese ternären und quaternären Spaltungen liegen nur spärliche und nicht immer sichere experimentelle Ergebnisse vor (Pe 57-1+); sie werden in dieser Arbeit nicht behandelt. Grundsätzlich nicht berücksichtigt werden die Eigenschaften der Spaltprodukte, insbesondere ihre β- oder K-Umwandlungen und die Emission verzögerter Neutronen.

Bei Geschoßenergien von mehr als etwa 700 MeV tritt die Häufigkeit von Spaltungen gegenüber der von Spallationen so stark zurück, daß Informationen über den Spaltprozeß kaum mehr zu erwarten sind. (Spallation ist das Herausschlagen von Teilchen mit Massenzahlen bis etwa 20 aus dem Zielkern; eine verbindliche Definition wurde nicht aufgestellt.) Im allgemeinen wird daher nur über Messungen berichtet, bei denen Geschosse mit Energien von höchstens 700 MeV Anwendung fanden.

Im Rahmen dieser Einschränkungen ist angestrebt worden, die gesamte experimentelle Literatur zu berücksichtigen, die für theoretische und weitere experimentelle Arbeit wesentlich ist, soweit sie unter einer Jahreszahl bis einschließlich 1958 veröffentlicht wurde. Nur überholte Arbeiten erscheinen nur in Tabellen oder sind ganz weggelassen. Theoretische Ergebnisse sind nur von Fall zu Fall zu Vergleichen herangezogen worden. Wo nicht auf Originalarbeiten verwiesen ist, wird auf solche zusammenfassenden Darstellungen verwiesen, die ein genau abgegrenztes Teilgebiet wenigstens nahezu vollständig behandeln und Originalzitate anführen. Quantitative Meßergebnisse werden oft nicht mitgeteilt, wenn sie an anderer, leicht erreichbarer Stelle übersichtlich zu finden sind. Als besonders wichtige Ergänzungen seien schon hier die Arbeiten Hu 58-2 (zu A. 1.3), Hy 57-1 (zu A. 3.1) sowie Du 58-1 und Ka 58-2 (zu A. 4.2) genannt. Auf Fehlerangaben mußte in der Regel, auf Beschreibungen von Meßmethoden grundsätzlich verzichtet werden. Die qualitativen Gesetzmäßigkeiten sind jedoch übersichtlich herausgearbeitet; ihre Darstellung folgt sachlichen Gesichtspunkten, nicht Gesichtspunkten der Herkunft der Ergebnisse. So ist diese Zusammenfassung trotz der genannten Einschränkungen mehr als ein Wegweiser durch die Originalliteratur oder gar eine Bibliographie.

Die Arbeit wurde im Anschluß an ein Seminar zu dem gleichen Thema an der Technischen Hochschule München begonnen. Für die Anregung hierzu und für zahlreiche Diskussionen möchte ich Herrn Professor Maier-Leibnitz herzlich danken. Weiterhin habe ich meinen Mitarbeitern für ihre Beiträge zu danken, die mehr waren als Ausarbeitungen von Seminarvorträgen.

A. Kraut

Inhaltsverzeichnis

Seite

Seite

Erläuterung oft verwendeter Begriffe

Unter langsamen Neutronen werden solche verstanden, die sich im Hinblick auf die gerade betrachtete Eigenschaft oder Wirkung nicht merklich von thermischen Neutronen (Neutronen mit der kinetischen Energie 0,025 eV) unterscheiden. Thermische Spaltung ist die Spaltung durch thermische Neutronen. Spaltneutronen entstammen einer Neutronenstrahlung, deren Energieverteilung diejenige der bei der thermischen Spaltung entstehenden prompten Neutronen (A. 8.22) ist. Die Energie langsamer π^--Mesonen ist unbekannt oder uneinheitlich.

Die Verteilung einer stetig veränderlichen Größe X ist die relative Häufigkeit des Auftretens dieser Größe im Intervall zwischen X und X + dX als Funktion von X. Mit Breite einer Verteilung ist die Halbwertsbreite gemeint.

Geschoßteilchen haben eine von Null verschiedene Ruhemasse; Geschosse können auch Photonen sein.

Unter Versuchen mit U^{238} sind auch Versuche angeführt, die mit Natururan oder Uran (ohne nähere Angabe) gemacht wurden, sofern ein merklicher Einfluß der anderen Bestandteile des Natururans auf das Meßergebnis nicht besteht oder nicht erwartet werden kann.

Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

Indices sind in der Regel getrennt vom Hauptsymbol verzeichnet. * bedeutet, daß das Symbol durch einen Index näher bestimmt werden kann

A Massenzahl (ohne nähere Angabe:) eines Zwischenkerns*

A. Abschnitt

B Bindungsenergie*

E kinetische Energie eines Geschoßteilchens oder als Geschoß verwendeten Photons*

E_e maximale Energie von Photonen aus Bremsstrahlung

E^s kinetische Schwellenergie eines Geschoßteilchens oder als Geschoß verwendeten Photons*

F { bei der Spaltung frei werdende Energie (A. 5.1)
Symbol für spaltenden Kern

K Symbol für K-Einfang

L { Anzahl der emittierten Spaltprodukte
Symbol für leichtes Bruchstück

M Masse*

N (ohne Index:) Neutronenzahl

N (mit Index:) Zahl der bei einer Spaltung emittierten leichten Teilchen oder Photonen*

N^k Zahl der bei einer Spaltung emittierten Kaskadenteilchen*

N^v Zahl der bei einer Spaltung verdampften Teilchen*

P Spaltwahrscheinlichkeit ($P = \sigma_f/\sigma_r$) für einen Zielkern

S Symbol für schweres Bruchstück

T kinetische Energie von Reaktionsprodukten*

U Anregungsenergie*

U_A Aktivierungsenergie für die Spaltung

Z Protonenzahl (ohne nähere Angabe:) eines Zwischenkerns*

Z' Ladungszahl des (hypothetischen) stabilsten Isobars einer festen Massenzahl

$\langle Z \rangle$ (hypothetische) wahrscheinlichste Ladungszahl für Spaltprodukte einer festen Massenzahl

a Zahlenkoeffizient oder Koeffizient der Dimension Energie^{-1}

b { Zahlenkoeffizient oder Koeffizient der Dimension Energie^{-1}
Barn ($1\ b = 10^{-24}\ cm^2$)

c { Zahlenkoeffizient
Lichtgeschwindigkeit
Symbol für Absorption des Geschoßteilchens oder als
Geschoß verwendeten Photons mit nachfolgender Gammaemission

d { Symbol für Deuteron
Symbol für totales Differential

∂ Symbol für partielles Differential

e Basis der natürlichen Logarithmen

f Symbol für Spaltung

$\hbar$ Wirkungsquantum durch 2π

k Symbol für nach der Kaskadenreaktion verbleibenden Restkern

l { Bahndrehimpulsquantenzahl
Symbol für leichtes Spaltprodukt

mb Millibarn ($1\ mb = 10^{-27}\ cm^2$)

n Symbol für Neutron

p Symbol für Proton

r Symbol für inelastische Gesamtreaktion

s Symbol für schweres Spaltprodukt

sp Symbol für Spallation

t { Symbol für Triton
Symbol für Zielkern

v Geschwindigkeit

z Symbol für Zwischenkern

Γ (ohne Index) gesamte Breite eines Niveaus in einem Zwischenkern

Γ (mit Index) partielle Breite eines Niveaus in einem Zwischenkern

Γ_n^0 reduziertes Γ_n ($\Gamma_n^0 = \Gamma_n E_n{}^{-1/2}$)

Π ($\Pi = \Phi_f/(\Phi_f + \Phi_n)$)

Σ Summenzeichen

Φ Ausbeutefunktion bei durch Bremsstrahlung ausgelöster Reaktion

α	Symbol für α-Teilchen oder α-Zerfall
β	Symbol für β-Teilchen oder β-Zerfall
γ	Symbol für Photon oder γ-Emission
ζ	Symbol für natürliche Zahl
μ	Symbol für μ-Meson
ν	Zahl der bei einer Spaltung emittierten Neutronen
ξ	Parameter mit der Dimension einer Energie
π	Symbol für π-Meson
σ	(ohne Index:) gesamter Wirkungsquerschnitt
σ	(mit Index:) partieller Wirkungsquerschnitt*
τ	Halbwertszeit*
φ	Winkel
χ	Energiegröße (A. 1.33)
ω	Anzahl von Freiheitsgraden
$\langle\rangle$	(spitze Klammern:) wahrscheinlichster Wert
$\bar{\ }$	(Überstreichen:) Mittelwertbildung
$^{-}$	(oberer Index:) Größe bezieht sich auf den Zwischenkern weniger ein Neutron
$\sim$	proportional
$\simeq$	etwa gleich (wenn Unsicherheit größer als Meßfehler)
$\lesssim$	kleiner als etwa (wenn Unsicherheit größer als Meßfehler)
$\gtrsim$	größer als etwa (wenn Unsicherheit größer als Meßfehler)
+	(hinter Literaturzitaten:) keine Originalliteratur; diese ist dort zitiert
/+	(hinter Literaturzitaten:) nur z.T. Originalliteratur; solche ist dort zitiert

1. Die Wahrscheinlichkeit der Spaltung durch Geschoßteilchen

1.1 Einführung

Als Geschoßteilchen wurden Neutronen, Protonen, Deuteronen, α-Teilchen, C-Kerne (Ho 51-1, Br 56-2) und N-Kerne (Dr 57-1) sowie π^--, π^+- und μ^--Mesonen benutzt. Für $E \lesssim 10$ MeV kommen (wegen der Coulombabstoßung positiv geladener Teilchen durch den Zielkern) nur Neutronen, π^-- und μ^--Mesonen in Frage. Bei Spaltung durch Teilchen mit $A \geq 1$ ist bei $E \lesssim 50$ MeV die Vorstellung der Zwischenkernbildung gerechtfertigt (Bo 37-1, Gi 56-1, Va 57-1); für schwerere Teilchen wie N-Kerne verschiebt sich diese Grenze bis zu etwa 100 MeV (Dr 57-1). Für $E \gtrsim 50$ MeV hat man direkte Wechselwirkungen des Geschoßteilchens mit Nukleonen des Kerns anzunehmen (Se 47-1): In einer Kaskadenreaktion werden einzelne Nukleonen (anisotrop) herausgeschleudert, und ein angeregter Restkern bleibt zurück. Der Mechanismus der Spaltung durch Mesonen wird in A. 1.53 behandelt.

1.2 Schwellenergie und Aktivierungsenergie

1.21 Neutronen als Geschoßteilchen

Neutron und Zielkern ergeben (wenn $E \lesssim 50$ MeV) in der überwiegenden Zahl der Fälle einen Zwischenkern mit der Anregung $U = E_n + B_n$. Negative E_n sind experimentell zugänglich, wenn man statt (n,f)- (d,pf)-Reaktionen untersucht (St 58-1, A. 1.322). Dann ist

$$U = E_n + B_n = E_d - B_d - T_p + B_n$$

(B_d Bindungsenergie im Deuteron). In klassischer Vorstellung braucht der Zwischenkern zur (stets exothermen) Spaltung eine Aktivierungsenergie

$$U_A = E_n^s + B_n \qquad (1.21)$$

(Bo 39-1); E_n^s ist die Neutronenschwellenergie. E_n^s (und damit U_A) ist nicht scharf bestimmbar, sondern Funktion der Meßempfindlichkeit, weil für $U < U_A$ die Spaltung durch Tunneleffekt möglich ist.

Üblicherweise versteht man unter E_n^s denjenigen Wert von E_n, bei dem ungefähr der Anstieg von $\sigma_f(E_n)$ zum 1. Plateau hin beginnt (A. 1.32); diese Vereinbarung liegt gemessenen und tabellierten U_A zugrunde (Hu 56-1, St 58-1). Um E_n^s eindeutig festzulegen, wurde vorgeschlagen, $\sigma_f(E_n^s)$ gleich dem halben Wert von σ_f im 1. Plateau (A. 1.33) zu setzen, wobei E_n^s im Bereich des Anstiegs zum 1. Plateau hin zu wählen ist (Ca 56-1).

Eine theoretische Darstellung der U_A ist bisher nicht geglückt (Bo 39-1, Fr 47-1, Hi 53-1). Im allgemeinen variiert U_A viel schwächer mit Z und A, als es die Theorien voraussagen: U_A hängt nicht eindeutig von Z^2/A, sondern auch stark von der Kernstruktur ab (Wh 56-2). Halbempirische Formeln für U_A gibt es vom 1. Grad in Z^2/A (Va 58-1) und vom 3. Grad in Z^2/A (Sw 56-1), jeweils mit Korrekturtermen für die Kernstruktur. Die Formel 3. Grades ist für $90 \leq Z \leq 94$ genauer als die 1. Grades, versagt aber außerhalb dieses Bereichs. Ihre theoretische Grundlage ist die (kaum mehr haltbare) Vorstellung einer Spaltung durch viele Kanäle. (Vgl. A. 1.323.).

1.22 Positiv geladene Geschoßteilchen

Eine Gl. 1.21 entsprechende Gleichung gilt (wenigstens für $Z \geq 88$) nicht, da das Teilchen eine Coulombschwelle überwinden muß. E^s ist von U_A unabhängig etwa 8 bis 10 MeV für Protonen und Deuteronen (Ju 50-1) und entsprechend größer für α-Teilchen.

1.3 Spaltung durch Neutronen mit $E_n \lesssim 10$ MeV

1.31 Allgemeines

Mit Wirkungsquerschnitten zusammenhängende Meßdaten (Werte von σ_f, Kurven $\sigma_f(E_n)$, Resonanzparameter) zu A. 1.3 sind nahezu vollständig in Hu 58-2 zusammengestellt. Auf Hu 58-2 wird im allgemeinen nicht mehr verwiesen.

Bei $E_n \lesssim 10$ MeV haben nur Zielkerne mit $Z \geq 88$ meßbare σ_f.

1.32 Bereich der Schwankungen von $\sigma_f(E_n)$

1.321 Zielkerne mit gerader Neutronenzahl

Gerades N hat kleines B_n zur Folge; es wird $U_A - B_n = E_n^s > 0$. Im allgemeinen wird daher σ_f (0,025 eV) $\ll$ 1 b (Beispiele: Th^{232}, Pa^{231}, U^{234}, U^{238}, Np^{237}, Pu^{240}); doch kommen auch größere σ_f (0,025 eV) von 3,1 b (Am^{241}) bis zu 160 b (Pu^{236}) vor.

Im Bereich 0,025 eV $< E_n \lesssim$ 0,1 MeV wurde σ_f für Np^{237} (Le 58-5), Pu^{240} (Hu 58-2+) und Am^{241} (Le 58-5) gemessen, und zwar in der Gegend von Resonanzen bei E_n von 0,1 bis 2 eV. An den Resonanzstellen kann σ_f bis zu etwa 20 b betragen.

Bei $E_n \simeq$ 0,1 MeV ist $\sigma_f \ll$ 1 b. Von einigen 0,1 MeV ab (Schwellenergie E_n^s) zeigt σ_f einen Anstieg, der sich anfangs durch eine Tunnelformel wiedergeben läßt (He 58-1). Weiterhin zeigt $\sigma_f(E_n)$ bei hinreichender Meßauflösung eine

Treppenstruktur, die bei mehreren diskreten E_n durch ein Absinken der Kurve unterbrochen wird. Bei jedem neuen Anstieg sollte ein neuer Kanal für (n,f), bei jedem Abfall ein neuer Kanal für (n,n) zugänglich werden (Bo 56-1, Wh 56-1). Letztere Deutung wurde bestätigt, als man passende angeregte Niveaus in den Zielkernen fand (He 58-1).

An den Anstieg schließt sich ein Bereich an ($E_n \gtrsim E_n^s$ + 1,5 MeV), in dem σ_f nahezu konstant bleibt (1. Plateau).

Für den Zielkern Ra^{226} steigt σ_f für 2,5 MeV $\lesssim E_n \lesssim$ 10 MeV monoton bis auf etwa 5 mb an (Übergangsfall zu Kernen, die nur bei $E \gtrsim 10$ MeV spaltbar sind).

1.322 Zielkerne mit ungerader Neutronenzahl

Ungerades N hat großes B_n zur Folge; es wird $U_A - B_n = E_n^s < 0$. Man erwartet daher großes σ_f (0,025 eV), und tatsächlich ist $\sigma_f \gtrsim 400$ b.

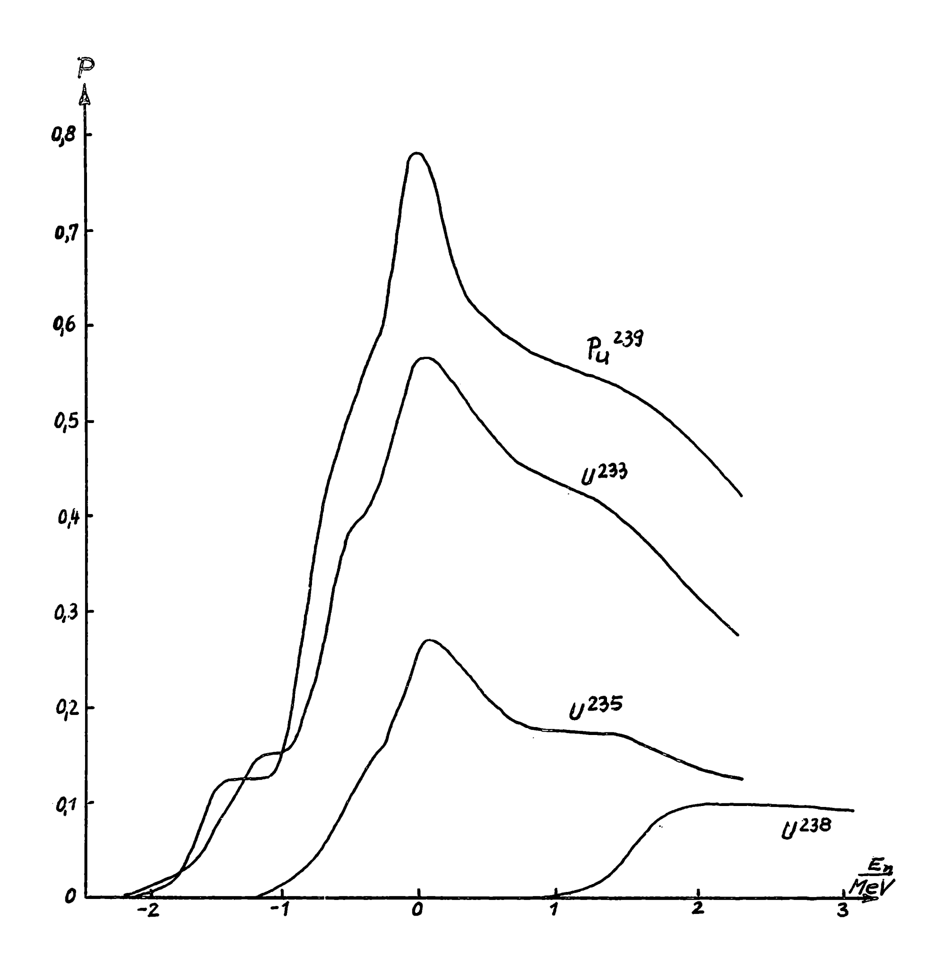
Der unmittelbar an E_n^s anschließende E_n-Bereich wurde bei U^{233}, U^{235} und Pu^{239} mit Hilfe der (d,pf)-Reaktion untersucht; es wurde $P(E_n) = \sigma_f/\sigma_r = \sigma(d,pf)/\sigma(d,p)$ gemessen (Fig. 1.322, St 58-1). Mit (d,pf) konkurriert zunächst nur (d,p). $P(E_n)$ steigt mit wachsendem $E_n < 0$ und zeigt dabei eine treppenförmige Struktur, die darauf schließen läßt, daß schrittweise neue Kanäle für (d,pf) zugänglich werden. Die einzelnen Stufen lassen sich durch eine Formel (Hi 53-1) für Tunnelspaltung deuten (St 58-1). Bei $E_n \simeq 0$ hat P ein scharfes Maximum: Die einsetzende (d,pn)-Konkurrenz hat einen Abfall von $P(E_n)$ zur Folge. Bei der formalen Interpretation von (d,pf)- als (n,f)-Reaktionen muß man bedenken, daß bei gleichen E_n im Verlauf der (d,pf)-Reaktion höhere Bahndrehimpulse auf den Zielkern übertragen werden können als im Verlauf der (n,f)-Reaktion.

Der Bereich $0 \lesssim E_n \lesssim 50$ keV ist durch Resonanzen von $\sigma_f(E_n)$ gekennzeichnet (A. 1.323); $\sigma_f(E_n)$ wurde gemessen für U^{233}, U^{235}, Pu^{239} und Pu^{241}. Für $E_n \gtrsim 50$ keV wird $\overline{\Gamma_f}$ größer als der mittlere Niveauabstand, so daß σ_f von hier aus glatt bis auf 1 bis 2 b bei $E_n \simeq 1$ MeV abfällt. Anschließend bleibt $\sigma_f(E_n)$ nahezu konstant (1. Plateau).

Bei weiteren Zielkernen mit ungeradem N ist σ_f nur für thermische oder Spaltneutronen bekannt. Für eine beschränkte Zahl von Kernen (auch solche mit geradem N) ergibt σ_f (0,025 eV)/σ_c (0,025 eV) als Funktion von B_n eine halbwegs glatte Kurve (Hu 56-1). Ein systematischer Einfluß der Kernstruktur ist nicht erkennbar.

1.323 Analyse der Resonanzen von $\sigma_f(E_n)$

Die Resonanzen von $\sigma_f(E_n)$ sind (je nach Zielkern) für $E_n \lesssim 10$ bis 50 eV auflösbar, und zwar weniger gut als die Resonanzen von $\sigma(E_n)$. Doch scheinen alle



Figur 1.322 Spaltwahrscheinlichkeit als Funktion der Neutronenenergie (nach St 58-1)

Resonanzen von σ auch bei σ_f aufzutreten (Sa 56-3, Vl 57-1). Für höhere E_n lassen sich nicht mehr die Resonanzparameter, insbesondere die Γ_f, sondern nur deren Verteilungen und Durchschnittswerte $\overline{\Gamma_f}$ über E_n-Bereiche bestimmen.

Die Resonanzen von σ_f sind in der Regel weniger symmetrisch, als es der Einniveauformel von Breit und Wigner entspricht. Dies kann durch noch unbekannte, schwache Resonanzen (Ha 56-3) oder durch Interferenz zwischen den einzelnen Resonanzen (Sa 56-3, Bo 57-1, Fl 58-2, Re 58-1, Sh 58-1, Vo 58-1) verursacht werden. Volle Interferenz würde bedeuten, daß die Spaltung ein Einkanalprozeß ist; bei wenigen Kanälen wäre noch partielle Interferenz möglich. Nicht in allen Fällen sind die Resonanzen so vollständig und genau bekannt, daß für oder gegen Interferenz entschieden werden kann. Doch oft ermöglicht die Annahme von (wenigstens partieller) Interferenz eine bessere Interpretation der Kurven $\sigma_f(E_n)$ (Bo 57-1, Fl 58-2, Sh 58-1) und des Verlaufs von $\bar{\nu}\sigma_f/(\sigma_f + \sigma_c)$ als Funktion von E_n (Bo 57-1). Für Interferenzen sprechen auch Breit-Wigner-Resonanzen von σ_c, wenn bei gleichem E_n stark unsymmetrische Resonanzen von σ_f auftreten (Sh 58-1), sowie die Tatsache, daß die integrale Verteilung der Γ_f (siehe unten) eine sehr kleine Zahl von Spaltkanälen nahelegt. Aus einer stark unsymmetrischen Resonanz bei sehr kleinem E_n muß man jedoch (bei den Zielkernen U^{233}, U^{235} und Pu^{239}) zwangsweise auf mindestens eine Resonanz bei $E_n < 0$ (gebundenes Niveau im Zwischenkern) schließen (Be 56-1, Ha 56-3, Bo 57-1, Ha 58-3).

Gemessene Resonanzparameter finden sich außer in Hu 58-2+ auch in Fl 58-2 (Zielkern U^{233}), Ha 58-3 (U^{235}) und Bo 58-1 (Pu^{239}).

Die Γ_c sind von Resonanz zu Resonanz und von Kern zu Kern grob konstant, und zwar gleich (0.035 ± 0.010) eV: Die γ-Emission kann durch sehr viele Kanäle verlaufen, so daß sich die Schwankungen partieller Halbwertsbreiten bei ihrer Zusammensetzung zu Γ_c herausmitteln.

Die Γ_n dagegen schwanken von Resonanz zu Resonanz sehr stark: Die elastische Streuung kann nur durch <u>einen</u> Kanal verlaufen (Pi 56-1). Ähnlich, wenn auch nicht so stark wie die Γ_n, schwanken die Γ_f. Das deutet an, daß die Spaltung kein Vielkanalprozeß sein sollte; die Bildung der vielen verschiedenen möglichen Bruchstücke entspricht <u>nicht</u> verschiedenen Kanälen.

Genauer läßt sich vorstehendes mit Hilfe der integralen Verteilungen der Γ_n^o und der Γ_f fassen, d.h. mit den Anzahlen der Resonanzen mit Γ_n^o bzw. $\Gamma_f > \xi$ als Funktionen von ξ. Die Verteilungen von Γ_n^o und Γ_f sind sehr ähnlich. Sie lassen sich (außer durch rein empirische Formeln, vgl. Tab. 1.323) näherungsweise wiedergeben durch eine theoretisch fundierte Formel (Po 56-1, vgl. Tab. 1.323) mit einem Parameter ω, der einer Zahl von Freiheitsgraden entspricht; ω hängt mit der Zahl der Kanäle zusammen und ist kleiner als diese Zahl oder höchstens ihr gleich (Wh 57-1). Die Verteilungen von Γ_n^o lassen sich mit $\omega = 1$ wiedergeben

Tabelle 1.323 Integrale Verteilungsfunktionen für Niveaubreiten

$$x = \frac{\xi}{\Gamma_n^o}, \qquad z = \frac{\xi}{\overline{\Gamma_f}}$$

Anzahl der Resonanzen mit $\Gamma_n^o > \xi$ proportional	$x^{\frac{\omega}{2}-1}\, e^{-\frac{\omega}{2}x}$	$\frac{e^{-\sqrt{2x}}}{\sqrt{x}}$	e^{-x^2}
Literatur	(nach Po 56-1) Ha 55-1 Be 56-1 Sa 56-1 Ha 58-3	Be 56-1	Co 56-1
Anzahl der Resonanzen mit $\Gamma_f > \xi$ proportional	$z^{\frac{\omega}{2}-1}\, e^{-\frac{\omega}{2}z}$	e^{-z^2}	$3e^{-\frac{25\xi}{eV}} + e^{-\frac{4\xi}{eV}}$
Literatur	(nach Po 56-1) Bi 56-1 Eg 56-1 Fa 56-1 Pi 56-1 Bo 58-1 Fl 58-2 Ha 58-3	Bi 56-1	Bo 58-1

(Einkanalprozeß), die Verteilungen von Γ_f mit $\omega = 1$ bis 4 (wegen der Meßunsicherheit ist noch keine genauere Aussage möglich). Man kann also jedenfalls auf eine kleine Zahl von Spaltkanälen (etwa 1 bis 4) schließen (Be 56-1, Pi 56-1, Po 56-1, Ha 58-3), von denen möglicherweise alle außer einem nur schwach (durch Tunneleffekt) beitragen (Wh 57-1, Sh 58-1).

1.33 Bereich der Plateaus von $\sigma_f\,(E_n)$

Für (1 bis 2 MeV) $\lesssim E_n \lesssim 5$ MeV ist σ_f bei allen bisher untersuchten Zielkernen mit $Z \geq 90$ nahezu konstant etwa 1 bis 2 b (1. Plateau). Man setzt üblicherweise

$$P = \frac{\sigma_f}{\sigma_r} \simeq \frac{\overline{\Gamma}_f}{\overline{\Gamma}_f + \overline{\Gamma}_n} \qquad (1.33\text{-}1)$$

($\overline{\Gamma}_c$ ist gegen $\overline{\Gamma}$ zu vernachlässigen), obgleich rechts $\overline{\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n)}$ zu stehen hätte; der dadurch verursachte Fehler wird auf höchstens 20% geschätzt (Wh 57-1). Die Kernstruktur sollte σ_f (E_n) für so hohe Anregungen des Zwischenkerns nicht mehr beeinflussen (Bo 39-1, Hu 53-1, Ba 54-1). Trotzdem ist P keine besonders glatte Funktion von Z^2/A_Z (Hu 58-1). Nur Isotope mit gleichem Z liegen auf glatten Kurven, wenn man P als Funktion von Z^2/A_Z aufträgt (Za 57-1). $\overline{\Gamma}_n/\overline{\Gamma}_f$, gegen Z^2/A_Z aufgetragen, ergibt eine grob exponentielle Kurve (Ba 54-1). Werte von $\overline{\Gamma}_n/\overline{\Gamma}_f$ sind in Va 58-2/+ zusammengestellt.

P sollte eine universelle Funktion von $E_n^S = U_A - B_n$ sein (Fu 50-1), wenn die Dichte der Niveaus in allen spaltbaren Kernen dieselbe ist (Bo 56-1). Doch ergibt P nur gegen $U_A - B_n + \chi$ (χ = 2 MeV für gg-Zwischenkerne, = 0 sonst) aufgetragen eine glatte Kurve (Ja 56-1). Wheelersche Gedanken (Wh 56-2) zu der Bezugsenergie für Energieniveaus (Hu 51-1, Gl 55-1) können diesen unerwarteten Einfluß der Kernstruktur verständlich machen (Ja 56-1).

Bei der Aufstellung vorstehender empirischer Gesetzmäßigkeiten wurden auch durch γ-Absorption entstandene Zwischenkerne berücksichtigt. Für diese hat nicht P, wohl aber $\overline{\Gamma}_f/(\overline{\Gamma}_f + \overline{\Gamma}_n)$ die gleiche Bedeutung (vgl. A. 2.5).

Bei 5 MeV $\lesssim E_n \lesssim$ 7 MeV wird σ_f um einen Faktor von etwa 1,5 größer und bleibt anschließend wiederum konstant (2. Plateau, beobachtet bisher für U^{233}, U^{235}, U^{238}, Pu^{239}): Für $E_n \gtrsim$ 5 MeV kann nicht nur der Zwischenkern spalten, sondern auch der nach Emission eines Neutrons aus dem Zwischenkern verbleibende Zielkern hat noch eine zur Spaltung ausreichende Anregung (Bo 40-1), so daß

$$P = \frac{\sigma_f}{\sigma_r} = \frac{\overline{\Gamma}_f}{\overline{\Gamma}_f + \overline{\Gamma}_n} + \frac{\overline{\Gamma}_n}{\overline{\Gamma}_f + \overline{\Gamma}_n} \cdot \frac{\overline{\Gamma}_f^-}{\overline{\Gamma}_f^- + \overline{\Gamma}_n^-} \,. \qquad (1.33\text{-}2)$$

(Messungen von $\overline{\nu}$ können die vorstehende Deutung weder bestätigen noch widerlegen, A. 8.212.) Bei Th^{232} durchläuft σ_f vor Erreichen des 2. Plateaus ein Maximum. Das läßt darauf schließen, daß die Neutronenemission aus dem Zielkern erst bei etwas höherem E_n möglich wird als die Spaltung des Zielkerns (Ja 56-1).

Bei U^{238} steigt σ_f im Anschluß an das 2. Plateau bei $E_n \simeq$ 13 MeV auf ein 3. Plateau an. Offenbar hat der nach Emission von 2 Neutronen verbleibende Restkern U^{237} noch eine zur Spaltung hinreichende Anregung. (Für andere Zielkerne ist σ_f bei diesen E_n nicht gemessen.) Im 3. Plateau gilt statt Gl. 1.33-2 eine Gleichung mit noch einem dritten Summanden.

Mit Hilfe dieser Gleichungen kann man P und σ_f im 2. und 3. Plateau berechnen, wenn man für die Niveaubreitenverhältnisse die für das 1. Plateau und den jeweiligen Restkern gültigen Werte einsetzt (Ja 56-1, Le 58-1+). ($\bar{\Gamma}_n/\bar{\Gamma}_f$ hängt nur schwach von U ab, Va 58-2.)

Wenn σ_f erst nach Emission mehrerer Neutronen meßbare Werte erreicht, verschmelzen mehrere Plateaus zu einem monotonen Anstieg (Ra^{226}, No 58-1).

1.4 Spaltung durch Teilchen mit A $\geq$ 1 und E $\gtrsim$ 10 MeV

1.41 Verlauf von σ_f (E)

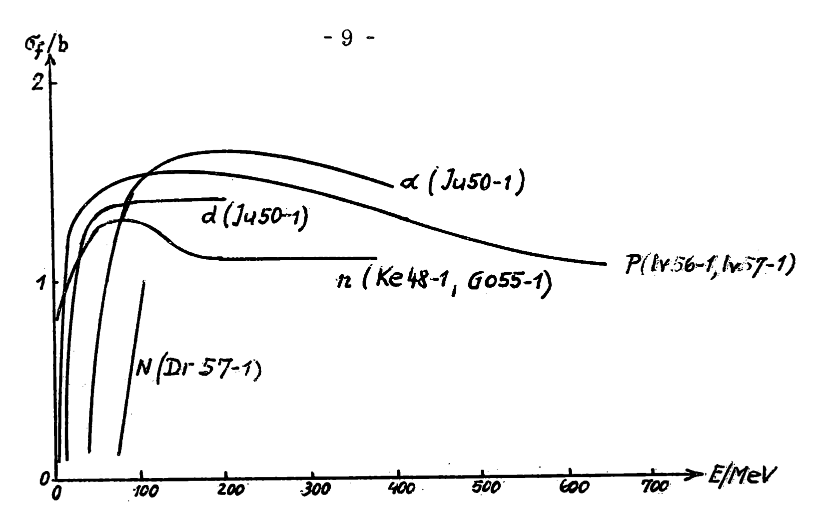
σ_f (E) ist eine sehr glatte Funktion. Schon im 2. Plateau konnte der Zwischenkern auf 2 Arten spalten; bei noch höheren E wird die Zahl der Spaltmöglichkeiten ersichtlich noch größer. Da für die emittierten Neutronen T_n nicht festliegt, wird die Abgrenzung der Plateaus immer verwaschener. Für E $\gtrsim$ 50 MeV können auch verschiedene Anzahlen von Kaskadenteilchen (vor allem Neutronen und Protonen) hinzukommen. σ_f (E) wird allein nicht mehr auf Einzelprozesse schließen lassen. Für die Deutung der Hochenergiespaltung braucht man außerdem die Gesetze der Niederenergiespaltung und Informationen über Art und Zahl der emittierten leichten Teilchen.

Fig. 1.41-1 und 1.41-2 zeigen den Verlauf von σ_f (E). Originalliteratur weist Tab. 1.41 nach. Das breite Maximum von σ_f (E) rührt wohl von der mit wachsendem E zunehmenden Konkurrenz anderer Reaktionen (besonders von Spallationen).

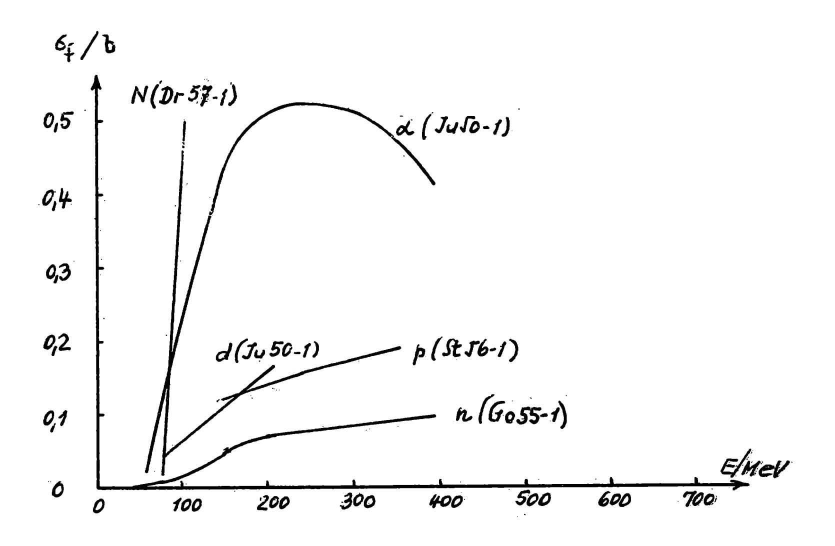
Bei konstantem E wächst σ_f im allgemeinen, wenn man die Geschoßteilchen in der Reihenfolge n, p, d, α, N-Kern variiert. (Bei nicht nach einheitlichen Meßmethoden gewonnenen Kurven ist die Reihenfolge bisweilen anders, doch beruht dies wahrscheinlich auf nicht einheitlichen systematischen Meßfehlern.) Zu dem Effekt könnten die verschiedenen (durchschnittlichen) Z^2/A der Zwischenkerne (oder Restkerne) beitragen (Iv 56-1, Iv 57-1), bei geladenen Teilchen auch deren mit wachsendem A abnehmende Geschwindigkeit und die daraus resultierende längere Wechselwirkung mit dem Zielkern (Li 54-1).

Für ein festes E und ein festes Geschoßteilchen ist σ_f bei konstantem Z_t nahezu unabhängig von A (Ju 50-1, Mc 54-1, St 56-1, Fa 58-1). Mit fallendem Z_t jedoch nimmt σ_f stark ab (Arbeiten aus Tab. 1.41), wenn $Z_t \lesssim 90$. Bis herunter zu Z_t = 35 wurden Spaltungen nachgewiesen (De 58-1, Ša 58-1), bis zu Z_t = 29 etwas indirekt wahrscheinlich gemacht (Ba 51-1, La 57-1).

Die vorstehenden Gesetzmäßigkeiten gelten auch für P, da σ_r für so hohe E von E und vom Kern nahezu nicht abhängt (Bl 52-1). Berechnungen von P nach der Monte-Carlo-Methode, die sich auf das Tröpfchenmodell (Bo 39-1) und ein statistisches Nukleonenverdampfungsmodell (Do 58-1) stützen, führen zu Ergebnissen, die mit experimentellen Werten recht gut übereinstimmen (Do 58-2).



Figur 1.41-1 Spaltquerschnitt von U^{238} für verschiedene Geschoßteilchen als Funktion von deren Energie



Figur 1.41-2 Spaltquerschnitt von Bi^{209} für verschiedene Geschoßteilchen als Funktion von deren Energie

Tabelle 1.41 Übersicht über Messungen von Wirkungsquerschnitten für Spaltung durch Teilchen mit $A \geq 1$ und $E \gtrsim 10$ MeV

Ziel-	Geschoßteilchen					
kern	n	p	d	α	C	N
Pu^{240}			Lu 56-1			
Pu^{239}			Gi 56-1	Gl 56-1		
Np^{237}	Pr 58-1			Gi 56-1		
U^{238}	Ke 58-1 Go 55-1	Ju 50-1 Ha 54-1	Ju 50-1	Ju 50-1	Ho 51-1	Dr 57-1
	Br 58-1 Fl 58-1	Me 54-1 Fo 55-1	Hi 55-1	Va 58-3		
		Hi 55-1 Iv 55-1	Su 57-1			
		Ša 55-1 Iv 56-1	St 58-1			
		St 56-1 Iv 57-1				
		La 57-2 Su 57-1				
		St 58-2				
U^{236}			Le 58-6			
U^{235}	Go 55-1 Be 58-1	Ju 50-1 Mc 54-1	Le 58-6	Va 58-3		Dr 57-1
		St 56-1				
U^{234}			Le 58-6			
U^{233}			Gi 56-1	Th 57-1		
				Va 58-3		
Th^{232}	Ke 48-1 Go 55-1	Te 52-1 Mc 54-1	Ju 50-1	Ne 49-1		
	Be 58-1 Pr 58-1	Kr 55-1 Vi 55-1		Ju 50-1		
		St 56-1 La 57-2		Fo 58-1		
Ra^{226}	No 58-1	Fa 58-1	Fa 58-1			
Bi^{209}	Ke 48-1 Go 55-1	Ju 50-1 Jo 55-1	Go 49-1	Ju 50-1		Dr 57-1
		Kr 55-1 Ša 55-1	Ju 50-1			
		Vi 55-1 St 56-1	Fa 56-2			
		La 57-2 Su 57-2				
Pb	Ke 48-1 Go 55-1					
Tl	Ke 48-1 Go 55-1					
Au^{197}	Ke 48-1 Go 55-1	Ju 50-1 Kr 55-1	Ju 50-1	Ju 50-1		Dr 57-1
		St 56-1	St 56-1	St 56-1		
Pt	Ke 48-1 Go 55-1					
Re		Kr 55-1				
W	Go 55-1 Ku 55-1	Ša 55-1				
Ta^{181}		Kr 55-1 Ne 55-1				
Ho^{165}		Kr 55-1				
Ag, Br		Ša 58-1				

1.42 Niveaubreitenverhältnisse

Zwischen $\bar{\Gamma}_n/\bar{\Gamma}_f$ und P besteht kein eindeutiger Zusammenhang wie im 1. Plateau (Gl. 1.33-1); eine genaue Bestimmung der $\bar{\Gamma}_n/\bar{\Gamma}_f$ ist daher nicht möglich. Doch lassen sich bei Bildung eines Zwischenkerns ($E \lesssim 50$ MeV) Mittelwerte von $\bar{\bar{\Gamma}}_n/\bar{\bar{\Gamma}}_f$ über einige benachbarte Kerne mit gemeinsamem Z ermitteln, und zwar aus σ_{sp} für (p, ξn), (d, ξn), (α, ξn) (ξ = 1,2,3,4) (Gl 56-1, Le 58-6, Th 58-1, Va 58-1, Va 58-2, Va 58-3). Recht vollständige Tabellen der $\overline{\overline{\Gamma_n/\Gamma_f}}$ und Kurven über ihre Abhängigkeiten von verschiedenen Parametern für $Z \geq 88$: Va 58-2/+.

$\overline{\overline{\Gamma_n/\Gamma_f}}$ als Funktion von A ergibt getrennte Kurven für jeweils konstantes Z: $\overline{\overline{\Gamma_n/\Gamma_f}}$ nimmt mit wachsendem A zu, mit wachsendem Z bei konstantem A ab. Die Deutung durch Z^2/A und B_n ist einfach. Als Funktion von Z^2/A ergibt $\overline{\overline{\Gamma_n/\Gamma_f}}$ keine glatte Kurve: Z^2/A scheint bei höheren U nicht die Bedeutung zu haben wie bei niedrigen U. Die Streuung der Punkte wird nur schwach vermindert, wenn man den theoretisch bedeutungslosen Parameter $Z^{4/3}/(A - 1)$ statt Z^2/A benutzt.

$\overline{\overline{\Gamma_n/\Gamma_f}}$, als Funktion von $U_A - B_n + \chi$ (A. 1.32) aufgetragen, ergibt bei höheren U starke Streuung der Punkte.

Von U selbst hängt $\bar{\bar{\Gamma}}_n/\bar{\bar{\Gamma}}_f$ höchstens schwach ab (Ha 58-1, Va 58-2); daher werden bei der versuchsweisen Aufstellung empirischer Beziehungen meist $\overline{\overline{\Gamma_n/\Gamma_f}}$ -Werte für alle $U \lesssim 40$ MeV benutzt. Genaue Angaben über die Art der Abhängigkeit von $\bar{\bar{\Gamma}}_n/\bar{\bar{\Gamma}}_f$ von U sind (wegen der ungenauen und indirekten Bestimmungsmethoden) nicht möglich.

Für $Z < 88$ ist über $\bar{\bar{\Gamma}}_n/\bar{\bar{\Gamma}}_f$ sehr wenig bekannt. Für Po-Zwischenkerne scheint $\bar{\Gamma}_n/\bar{\Gamma}_f$ mit zunehmendem U recht stark zu wachsen (Fa 58-1).

1.43 Bei der Spaltung emittierte leichte Teilchen

1.431 Allgemeines

Bei der eine Spaltung einschließenden Reaktion eines Zielkerns können leichte Teilchen (n, p, d, t, α) ausgesandt werden

a. mit Vorzugsrichtung in Richtung des Geschosses während der Kaskadenreaktion (wenn $E \gtrsim 50$ MeV),

b. durch isotrope Verdampfung aus dem Zwischen- oder einem Restkern (wenn $E \gtrsim 5$ MeV),

c. aus dem spaltenden Kern nach Überschreiten des Sattelpunktes für die Spaltung (Bo 39-1), aber noch vor der Aufspaltung,

d. aus den Bruchstücken (bei allen E).

Auf Fall c (Hi 55-1) liegen keine deutlichen experimentellen Hinweise vor; der Fall wird nicht weiter diskutiert. Zwischen a einerseits und b und d andererseits kann man grob durch Bestimmung der Anisotropie der Flugrichtungen der emittierten Teilchen unterscheiden (A. 1.433). Zwischen b und d ist eine Entscheidung sehr schwer und noch nicht eindeutig möglich (A. 1.45).

Der Mechanismus der α-Emission ist von dem bei ternärer Spaltung (vgl. Vorwort und Pe 57-1+) verschieden. Bei ternärer Spaltung muß das α-Teilchen gleichzeitig mit den schweren Bruchstücken gebildet werden; die Winkelverteilung der α-Teilchen bezüglich der Flugrichtung der Bruchstücke (A. 1.452, Fall a) ist dann eine andere (Iv 58-2).

Es wird meist angenommen, daß keine Deuteronen und Tritonen ausgesandt werden, weil ihre experimentelle Unterscheidung von Protonen sehr schwer ist und die Wahrscheinlichkeit ihrer Emission klein zu sein scheint.

1.432 Gesamtzahl

Die Gesamtzahl der bei einer Spaltung emittierten Protonen und Neutronen läßt sich aus der Verteilung der Spaltproduktmassen abschätzen (unter der Voraussetzung, daß keine α-Teilchen ausgesandt werden, A. 4.221) oder durch direkten Teilchennachweis bestimmen. Näheres findet sich in Tab. 1.432. Die Zahl emittierter Neutronen steigt mit wachsendem E (vgl. auch Gl 56-1).

Die Zahl $\overline{N_{\alpha p}}$ ($T \lesssim 30$ MeV) der emittierten geladenen Teilchen mit $T \lesssim 30$ MeV nimmt mit fallendem Z_t stark zu (Ša 55-1).

$\overline{N_{\alpha}}/\overline{N_{\alpha p}}$ scheint etwa 0.25 (U, Bi) bis 0.3 (W) zu betragen (Ša 55-1). Die Zahl für U wurde durch Monte-Carlo-Berechnungen bestätigt (Do 58-2).

1.433 Kaskaden- und Verdampfungsanteil

Aus der Energieverteilung (Fig. 1.433-1) der emittierten Teilchen und ihrer (sehr groben) Winkelverteilung bezüglich des Geschoßstrahls kann man genähert auf Kaskaden- und Verdampfungsanteil schließen: Die Kaskadenteilchen werden bevorzugt in Richtung des Geschoßstrahls herausgeschleudert. Ergebnisse über die Winkelverteilung liegen nur für emittierte geladene Teilchen vor. Für Spaltung durch Protonen sind die Ergebnisse in Tab. 1.433-1 zusammengestellt. Für Spaltung durch Neutronen (Be 52-1, Os 56-1) sowie Deuteronen und α-Teilchen (De 55-1) liegen spärliche, aber ähnliche Ergebnisse vor.

Der Kaskadenanteil $N^{k}_{\alpha p}$ von $N_{\alpha p}$ kann auch auf Grund einer Berechnung der Nukleonenkaskade mit der Monte-Carlo-Methode (Go 48-1, Be 51-1, Be 52-1, Mc 54-1, Me 58-2, Me 58-3) angegeben werden. Ergebnisse (Iv 56-2) für den Zielkern U zeigen Fig. 1.433-2 und Tab. 1.433-2. Das zu kleine berechnete $N^{k}_{\alpha p}$ für $E_p \doteq 660$ MeV beruht wahrscheinlich auf einer in der Rechnung nicht berücksichtigten Mesonenerzeugung.

Tabelle 1.432 Ungefähre Durchschnittszahlen der bei einer Spaltung emittierten leichten Teilchen

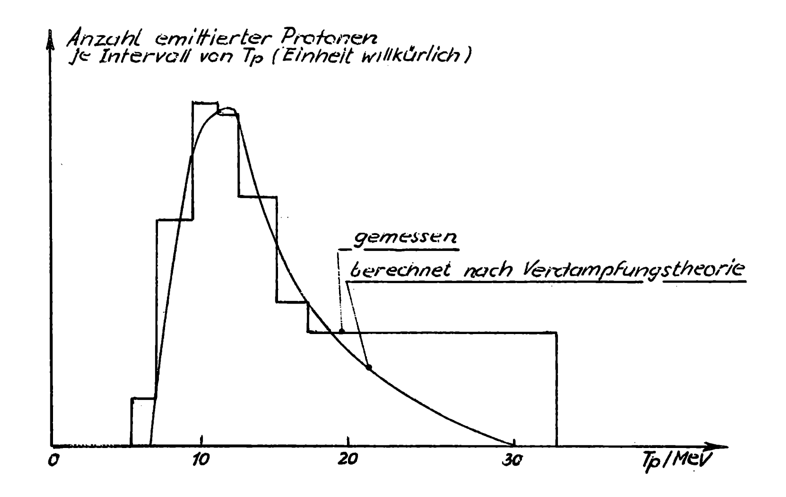
Zielkern	Geschoß	E/MeV	$\overline{N_{\alpha p}}$ 1)	$\overline{N_p}$ 2)	$\overline{N_n}$	Literatur
U^{238}	n	150 - 380		1 - 2		Be 55-1
	p	140	0,4			Iv 56-2
	p	147			13,1 ± 1,8	Ha 56-1
	p	335			16 (8-25)	Do 54-1
	p	340		2 - 3	8 - 9	Fo 55-1
	p	340		2 - 3	24 3)	Li 54-1
	p	460	1,65			Iv 56-2
	p	480		2	19	La 57-2
	p	660	3,06			Iv 56-2
	d	5			3 (2,0-4,1) 4)	Su 57-1
	d	10			3,5 (2,2-5,0) 4)	Su 57-1
	d	13,6			4 (2,9-5,2) 4)	Su 57-1
Th^{232}	p	480		2	21	La 57-2
Bi^{209}	p	147			10 ± 2,7	Ha 56-1
	p	450		4	20	Kr 55-1
	p	480		2	16	Vi 55-1
	p	480		2	15	La 57-2
	d	190			11	Go 49-1
W	d	280			8 (4-13)	Ku 55-1
Ta^{181}	p	340		2	14	Ne 55-1
	p	450		4	17	Kr 55-1
Ag, Br	p	300	6,3			Ša 58-1
	p	500	5,7			Ša 58-1
	p	660	6,5			Ša 58-1

1) d, t mit unter p gerechnet

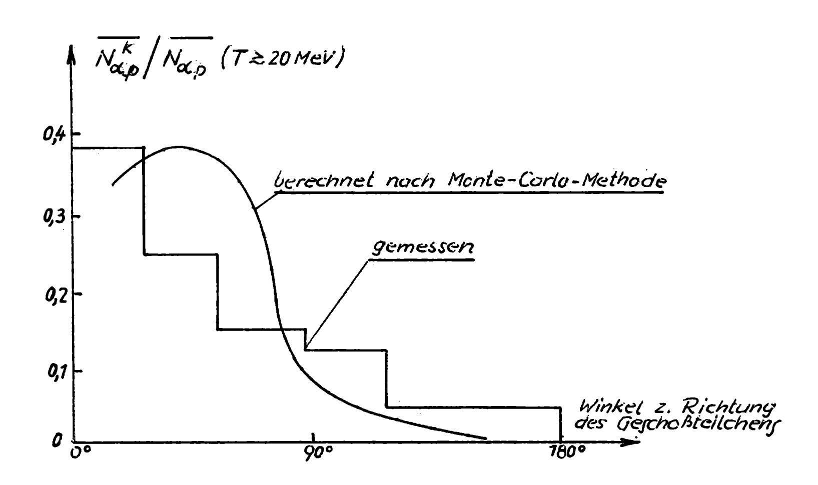
2) unter der Annahme, daß keine d, t, α emittiert werden

3) Maximalzahl, kein Mittelwert

4) in Abhängigkeit von A_s/A_l gemessen



Figur 1.433-1 Verteilung der Energie der bei der Spaltung von Uran emittierten Protonen (nach Ša 57-1)



Figur 1.433-2 Winkelverteilung geladener Kaskadenteilchen bei der Spaltung von Uran durch 460-MeV-Protonen (nach Iv 57-1)

Tabelle 1.433-1 Relativer Kaskadenanteil der emittierten geladenen Teilchen bei Spaltung durch Protonen

Zielkern	Ep/MeV	Maximalenergie der beobacht. Teilchen/MeV	$\overline{N^k_{\alpha p}}/\overline{N_{\alpha p}}$	Literatur
U	140	-	0,7	Iv 56-2
U	350	-	0,7	Iv 56-2
U	460	-	0,7	Iv 56-2
U	660	-	0,7	Iv 56-2
U	660	30	0,3 [1]	Os 57-1
U, Bi, W	460	30	0,3 [1]	Ša 55-1
U, Bi, W	460	35	0,5	Pe 55-1
U, Bi, W	460	35	0,6	Pe 55-1
U u. leichtere	332	30	0,25	De 55-1
Ag, Br	300	30	0,3	Be 52-1

1) $\overline{N^k_p}/\overline{N_p}$

Tabelle 1.433-2 Zahl der geladenen Kaskadenteilchen bei Spaltung von Uran durch Protonen (nach Iv 56-2)

E_p/MeV	$\overline{N^k_{\alpha p}}$ (T ≳ 20 MeV) gemessen	berechnet
460	1,0 ± 0,2	1,3
660	2,2 ± 0,3	1,6

Der Verdampfungsanteil $N_{\alpha p}^{V}$ von $N_{\alpha p}$ kann auch mit Hilfe der statistischen Theorie der Nukleonenverdampfung (Le 50-1, Ha 53-1, Do 58-2) berechnet werden. Ergebnisse zeigt Fig. 1.433-1 nach Ša 57-1. Die Verdampfungstheorie liefert auch die Zahl der je verdampftes Proton verdampften Neutronen (Le 50-1, Do 58-1). Diese Zahl ist (für nicht zu hohe $U_z \lesssim 150$ MeV) $\gg 1$ wegen des Fehlens der Potentialschwelle bei Neutronenverdampfung (vgl. Tab. 1.432).

1.44 Anregung des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns

Durch verschiedene mehr oder weniger indirekte experimentelle Methoden (Fu 52-1, Hi 52-1, Os 55-1, Os 55-2, Gr 56-1, St 56-1, Su 56-1, Po 57-1, Po 57-2, Ob 58-1) kann man (sehr grob) die Anregung U_k des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns bestimmen. Einige Ergebnisse zeigt Fig. 1.44-1. Die relativen Fehler betragen bis zu ± 30%. Die (nach der Monte-Carlo-Methode) berechneten Kurven sind der Übersichtlichkeit halber ausgezogen, obgleich von jeder nur 3 bis 4 Punkte berechnet worden sind.

Fig. 1.44-2 zeigt die Häufigkeit verschiedener U_k bei konstantem E_p.

Nach Ša 57-1 bestehen lineare Beziehungen zwischen U_k, $N_{\alpha p}$ ($T \lesssim 30$ MeV) und $N_{\alpha p}^{V}$ ($T \lesssim 30$ MeV) (Fig. 1.44-3).

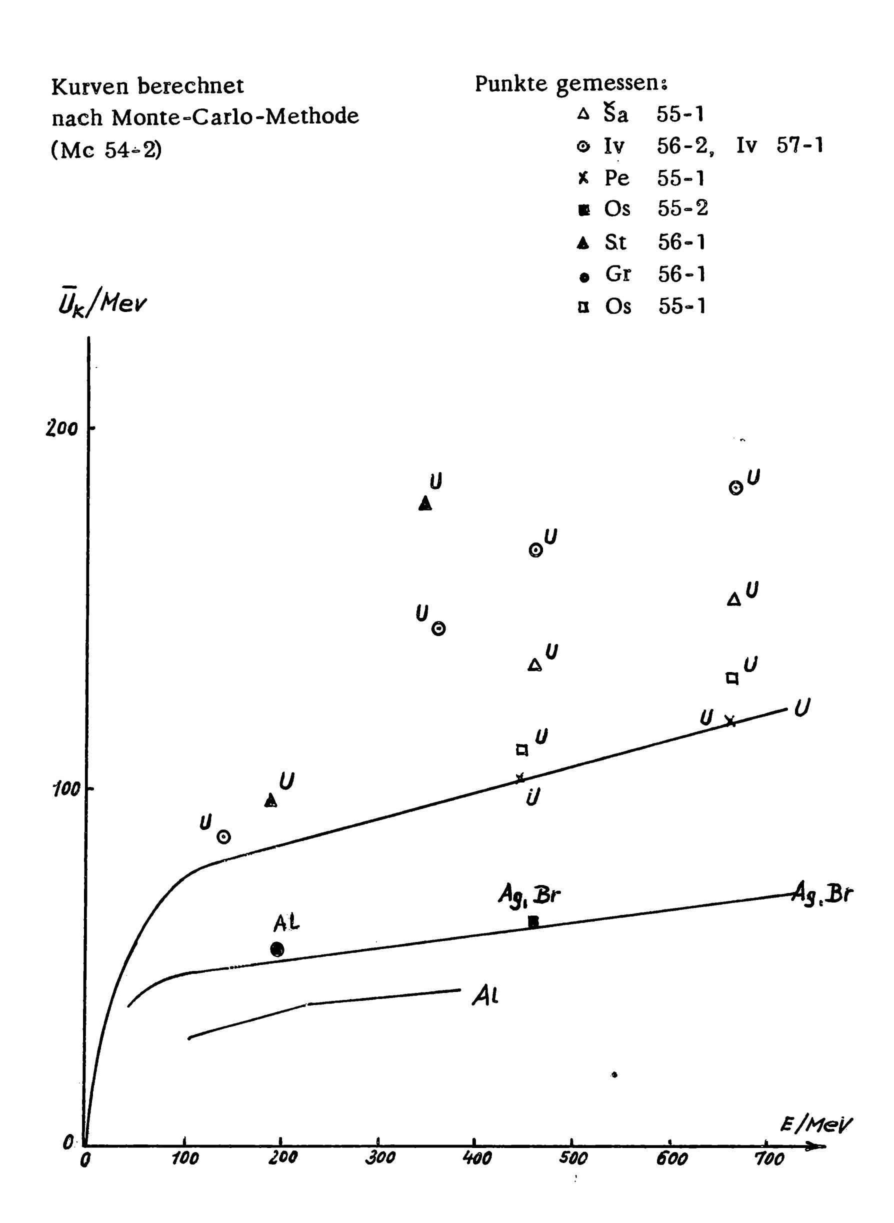
1.45 Der spaltende Kern

1.451 Allgemeines

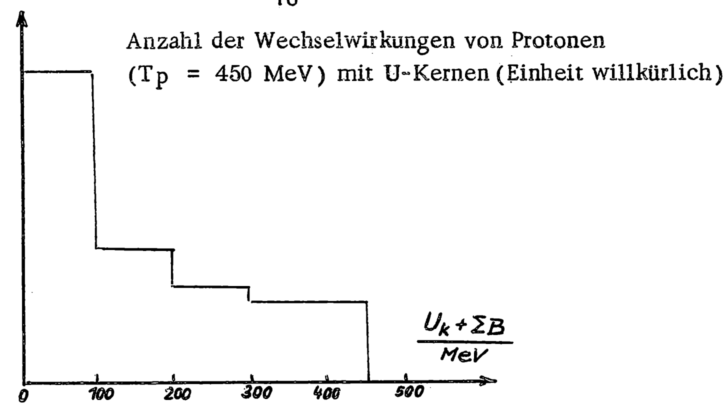
Der nach der Kaskade verbleibende Restkern kann erstens selbst spalten, die überschüssige Anregungsenergie wird durch Emission von Nukleonen aus den Bruchstücken abgegeben (sie setzt sich nach A. 5.1 nicht merklich in kinetische Energie der Bruchstücke um) (Fall d aus A. 1.431, Hochtemperaturspaltung, Ma 54-1). Der Restkern kann zweitens Nukleonen verdampfen, und derjenige Restkern, für den die Anregung gerade noch zur Spaltung ausreicht, kann spalten (Fall b aus A. 1.431, emissive Spaltung, Go 49-1). Die zwischen beiden Grenzfällen möglichen Übergänge werden die Regel bilden; man kann aber fragen, welcher der beiden Spaltmechanismen im Mittel der vorherrschende ist.

Bei Bildung eines Zwischenkerns kann man mit Hilfe der (grob) bekannten $\bar{\Gamma}_n/\bar{\Gamma}_f$ das Schicksal des Kerns verfolgen. Wird kein Zwischenkern gebildet, so sollte man aus der genauen Winkelverteilung der emittierten leichten Teilchen relativ zu den Bruchstücken und aus ihrer Energieverteilung auf überwiegende emissive oder Hochtemperaturspaltung schließen können (Ma 54-1, Ma 57-1). Auch andere, weniger direkte Argumente für einen der beiden Spaltmechanismen wurden vorgebracht (A. 1.452 und 1.453).

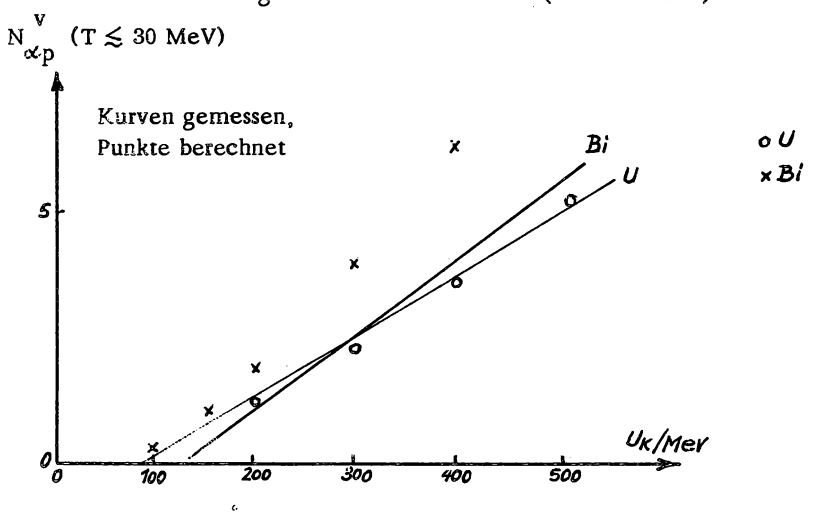
Diskussionen über den spaltenden Kern ohne eindeutige Stellungnahme: Ju 49-1, Do 54-1, Fo 55-1, Hi 55-1, Kr 55-1, Br 56-1.



Figur 1.44-1 Mittlere Anregungsenergie des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns als Funktion der Geschoßenergie



Figur 1.44-2 Anzahl der Wechselwirkungen von 450-MeV-Protonen mit Urankernen als Funktion der Summe aus Anregungsenergie des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns und Bindungsenergie der Kaskadenteilchen (nach Os 55-1)



Figur 1.44-3 Anzahl der verdampften geladenen Teilchen mit $T \lesssim 30$ MeV als Funktion der Anregungsenergie des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns (nach Ša 57-1)

1.452 Argumente für vorherrschend emissive Spaltung

(Die Kerne in Klammern sind Zielkerne.)

a. (U.) Die Winkelverteilung emittierter Protonen bezüglich der Flugrichtung der Bruchstücke erwies sich als isotrop (Be 55-1, Os 57-1, Iv 58-2) und unabhängig von U_k (Iv 58-2). Dies wird als Hinweis auf emissive Spaltung gedeutet (Os 57-1, Iv 58-2). α-Teilchen werden nach Ša 55-1 isotrop vom schweren Restkern verdampft, nach Be 55-1, Os 57-1 und Iv 58-2 vorzugsweise senkrecht zur Flugrichtung der Bruchstücke emittiert. (Die α-Teilchen sind gegenüber den Protonen in der Minderzahl, A. 1.432.)

b. (U.) Aus der Winkelverteilung der emittierten Neutronen bezüglich der Richtung der Bruchstücke (Ha 56-2) und der mittleren kinetischen Energie $\overline{T_n}$ der Neutronen (Sk 58-1) kann auf emissive Spaltung geschlossen werden (Sk 58-1).

c. (U, Bi.) Für U stimmen die experimentell bestimmten $\overset{v}{N}_{\alpha p}$ ($T \lesssim 30$ MeV) sehr gut mit den aus der Verdampfungstheorie (Le 50-1) folgenden Werten überein, wenn man Verdampfung vor der Spaltung annimmt (Fig. 1.44-3). Doch scheint der Schluß auf emissive Spaltung (Ša 55-1, Ša 57-1) nicht stichhaltig zu sein. Die Verdampfungstheorie liefert nämlich die gleichen Werte, wenn man je zur Hälfte Verdampfung vor der Spaltung und aus den Bruchstücken annimmt (Iv 56-2, Iv 57-1). Außerdem liefern die Theorien selbst keine eindeutigen Werte (Le 50-1, Ha 53-1).

Für Bi berechnet man zu große $\overset{v}{N}_{\alpha p}$ ($T \lesssim 30$ MeV). Daher sollen (Ša 57-1) nur diejenigen Kerne schließlich spalten können, die weniger geladene Teilchen, aber mehr Neutronen verdampfen, als es dem Durchschnitt entspricht.

d. Eine Monte-Carlo-Berechnung (Do 58-2) der Schicksale von mit Teilchen beschossenen Zielkernen bis zum Augenblick der Spaltung ergibt folgendes (die Rechnung stützt sich auf das Tröpfchenmodell (Bo 39-1) und ein statistisches Nukleonenverdampfungsmodell (Do 58-1)): Die emissive Spaltung überwiegt stets, und zwar bei $U_k < 200$ MeV stärker als bei $U_k > 200$ MeV und bei Zielkernen mit $Z \geq 90$ stärker als bei Zielkernen mit $Z \leq 83$.

e. (U.) Gemessene σ_{sp}-Verhältnisse (Li 56-1) für U und Pa stimmen mit unter Voraussetzung emissiver Spaltung berechneten Werten überein, nicht aber mit unter Voraussetzung von Hochtemperaturspaltung berechneten Werten (Ša 57-2).

f. (Th und schwerere.) $\overline{\Gamma}_n/\overline{\Gamma}_f$ ist nahezu unabhängig von U und E. Die starke Zunahme von σ_f mit wachsendem E kann also nicht durch fallendes $\overline{\Gamma}_n/\overline{\Gamma}_f$ erklärt werden, sondern dadurch, daß auch nach Emission von Neutronen Spaltungen möglich sind (Go 55-1).

g. (Pu, U, Th.) Die Spaltung wird mit wachsendem E_p nicht monoton symmetrischer. Vorübergehende Abnahmen der Symmetrie bei bestimmten E_p (A. 4.221) lassen auf durchschnittliche Abnahmen der Anregung des spaltenden Kerns schliessen. Der Zwischen- oder Restkern scheint also von dem genannten E_p ab ein Neutron (oder ein weiteres Neutron) vor der Spaltung zu emittieren (Bu 58-3).

h. (Bi.) Eine Berechnung von N_n auf Grund des kollektiven Kernmodells (Hi 53-1) unter Annahme emissiver Spaltung ergibt recht gute Übereinstimmung mit gemessenen $\overline{N_n}$ (Tab. 1.431) (Go 55-1).

i. (Bi.) Die Verdampfungstheorie ergibt, daß $\overline{\Gamma_f}$ nicht größer sein kann als $\overline{\Gamma_n}$, bevor etwa 10 Neutronen emittiert worden sind (Ya 50-1).

j. (Bi und leichtere.) Der nach der Kaskade verbleibende Restkern hat ein kleines Z^2/A. Durch Neutronenemission wird Z^2/A größer, somit die Spaltung wahrscheinlicher (Go 55-1).

k. Die Existenz β^+- und K-aktiver Spaltprodukte (A. 7.2) macht die Emission von Neutronen aus dem Kern wahrscheinlich (Go 55-1).

<u>1.453 Argumente für vorherrschende Hochtemperaturspaltung</u>

(Die Kerne in Klammern sind Zielkerne.)

a. (Th und schwerere.) Nach der Kaskade verbleibt ein Restkern, dessen hohes Z^2/A eine Spaltung zulassen sollte (Fo 55-1, Iv 56-2, Iv 57-1).

b. (Pu.) σ_{sp} für die Reaktion Pu^{239} (α, ξn) fällt stark mit wachsendem ξ. Die Emission mehrerer Neutronen hintereinander ist also unwahrscheinlich, so daß ein hoch angeregter Restkern spalten sollte (Gl 56-1).

c. (U^{238}, U^{235}.) Bei Bildung eines Zwischenkerns kann man mit Hilfe (grob) bekannter $\overline{\Gamma_n}/\overline{\Gamma_f}$ das Schicksal dieses Kerns verfolgen. Ergebnisse für Spaltung durch α-Teilchen (Va 58-3) deuten auf überwiegende Hochtemperaturspaltung.

d. (U, Th.) σ_f/σ_{sp} hat die Größenordnung 1, für Bi nur die Größenordnung 0,1. Daraus wird auf eine höhere Wahrscheinlichkeit für Neutronenverdampfung bei Bi als bei Th und U geschlossen, also auf vorwiegende Hochtemperaturspaltung bei Th und U. (Für Bi wird emissive Spaltung vorausgesetzt, La 57-2.)

e. (U.) Für Spaltprodukte von Bi schwankt N/Z in weiteren Grenzen als für Spaltprodukte von U. Letztere scheinen also mehr Neutronen zu emittieren als erstere. (Für Bi wird emissive Spaltung vorausgesetzt, La 57-2.)

f. (U, Th.) Unter Benutzung der Ergebnisse von Monte-Carlo-Berechnungen der Nukleonenkaskade (Me 58-2, Me 58-3) und der Nukleonenverdampfung (Do 58-1) wurde die Reaktion zwischen Th oder U und Protonen (ebenfalls nach

der Monte-Carlo-Methode) durchgerechnet. Die sich ergebenden Werte von N/Z für die Spaltprodukte stimmen mit experimentell bestimmten Werten (La 57-2, Pa 58-1) nur dann befriedigend überein, wenn angenommen wird, daß die Spaltung nicht vom tiefsten möglichen Niveau aus erfolgt (Pa 58-3).

g. (U, Bi.) Eine theoretische Analyse der möglichen Winkelkorrelationen zwischen Geschoßteilchen, Bruchstücken und emittierten Teilchen läßt erwarten, daß Hochtemperaturspaltung am wahrscheinlichsten ist (Ma 57-2). Der Analyse sind gemessene Anisotropien der Bruchstückemission bezüglich der Richtung der Geschoßteilchen (Lo 55-1, Wo 57-1, vgl. A. 6) zugrunde gelegt.

h. (Pb.) Eine Analyse der relativen σ_f für die Spaltung verschiedener Pb-Isotope durch α-Teilchen legt nahe, daß ein sehr kleiner Bruchteil der Kerne nach der Emission von mehr als zwei Neutronen spalten sollte (Fa 58-1).

1.5 Spaltung durch Mesonen

1.51 Wirkungsquerschnitt. Spaltwahrscheinlichkeit

Über gemessene Wirkungsquerschnitte und Spaltwahrscheinlichkeiten gibt Tab. 1.51 Auskunft. Bei der Ermittlung von P wird angenommen, daß die Wahrscheinlichkeit der Absorption eines π^--Mesons durch ein Atom proportional der Ladungszahl dieses Atoms ist (Fe 47-1).

Nachgewiesen wurde auch die Spaltung von Pb durch π^--Mesonen (Pe 55-4). Über Spaltungen von U^{238} durch μ^--Mesonen wird weiter in Mi 58-2 berichtet.

1.52 Bei der Spaltung emittierte leichte Teilchen

Es wurden nur geladene leichte Teilchen untersucht, und zwar bei der Spaltung von U^{238} durch langsame π^--Mesonen und durch π^+-Mesonen mit E = 280 MeV. Die Anzahlen der Teilchen sind in Tab. 1.52 aufgeführt. Man vergleiche dazu Tab. 1.432: $\overline{N_{\alpha p}}$ ist bei π^--Spaltung kleiner, bei π^+-Spaltung größer als bei Spaltung durch Protonen. Die Teilchen wurden zum größten Teil als Protonen identifiziert; bei π^--Spaltung scheinen ganz grob 10% der Teilchen α-Teilchen zu sein (Be 55-1, Pe 55-4).

Bei π^--Spaltung zeigt die Verteilung der kinetischen Energie T_p, daß für viele Protonen T_p > 20 MeV ist (Be 55-1, Pe 55-4); der Kaskadenanteil (A. 1.433) scheint also beträchtlich zu sein. Die Winkelverteilung bezüglich der Richtung der Bruchstücke ist für Protonen nahezu isotrop (Be 55-1, Pe 55-4); die α-Teilchen scheinen bevorzugt senkrecht zur Flugrichtung der Bruchstücke emittiert zu werden (Be 55-1).

Tabelle 1.51 Wahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitt für Spaltung durch Mesonen

Zielkern	Geschoß	E/MeV	P	σ_f/b	Literatur
U^{238}	π^-	(langsam)	1		Al 51-1
	π^-	(langsam)	0,37 ± 0,13 [1] 0,18 ± 0,06 [2]		Jo 53-1
	π^-	(langsam)	1 [1] 0,5 [2]		Be 55-1
	π^-	(langsam)	0,3		Lo 55-2
					Pe 55-1
					Pe 55-3
	π^-		0,87 ± 0,27 [1] 0,42 ± 0,15 [2]		Pe 55-4
	π^+	280		1,0 ± 0,2	De 58-1
					Iv 58-1
					Iv 58-2
	μ^-	(langsam)	0,15 ± 0,06 [1] 0,07 ± 0,03 [2]		Jo 53-1
Bi^{209}	π^-	(langsam)	0,02		Pe 55-1
					Pe 55-3
Hg	π^-	122	0,005		Su 53-1
W	π^-	(langsam)	< 0,002		Pe 55-1
					Pe 55-3

[1] unter Annahme einer homogenen Kernemulsion

[2] unter Annahme einer heterogenen Kernemulsion (AgBr + Gelatine), in der U nur in der Gelatine enthalten ist. Nach Pe 55-4+ ist diese Annahme die richtige.

Tabelle 1.52 Ungefähre Durchschnittszahlen der bei einer Spaltung emittierten leichten Teilchen

Zielkern	Geschoß	E/MeV	$\overline{N}_{\alpha p}$ [1)]	Literatur
U^{238}	π^-	(langsam)	0,12	Pe 55-1, Pe 55-3, Pe 55-4
	π^+	280	2,1 ± 0,17	Iv 58-1, Iv 58-2

[1)] d, t mit unter p gerechnet

Bei π^+-Spaltung ist für etwa die Hälfte der Protonen $T_p > 50$ MeV; die Winkelverteilung bezüglich der Richtung der Geschoßteilchen ist nahezu isotrop (Iv 58-1, Iv 58-2). Bei Spaltung durch Protonen dagegen werden weit mehr Teilchen in Richtung des Geschoßstrahls ausgesandt als in entgegengesetzter Richtung (A. 1.433).

1.53 Mechanismus der Spaltung

Die Ergebnisse der A. 1.52 und 5.3 lassen eine Ähnlichkeit der Spaltung durch Mesonen mit der Spaltung durch Teilchen mit $A \geq 1$ und hohen E (A. 1.4) vermuten. Auf Grund dessen und auf Grund von Ergebnissen der Mesonenphysik macht man sich etwa folgendes Bild von der Spaltung durch Mesonen (Be 55-1, Pe 55-1, Pe 55-4, Iv 58-1, Iv 58-2): Ein π^--Meson wird in einer Bohrschen Bahn absorbiert und tritt dann in Wechselwirkung mit einem Nukleonenpaar, meistens einem Proton und einem Neutron. Ein π^+-Meson wird von einem Nukleonenpaar absorbiert oder an Nukleonen inelastisch gestreut (das gestreute Meson wurde in etwa 10% der Fälle beobachtet). In jedem Fall erhalten zwei Nukleonen kinetische Energien von je etwa 70 MeV (Ta 50-1), und eines dieser Nukleonen kann die Spaltung hervorrufen. Es kann zunächst Kaskadenteilchen herausstoßen (vgl. A. 1.433); die Anregung U_k des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns wurde für π^--Spaltung auf 50 bis 80 MeV abgeschätzt (Iv 56-3, Iv 57-1). Im weiteren verläuft die Reaktion so, wie es in A. 1.4 beschrieben wurde.

2. Die Wahrscheinlichkeit der Photospaltung

2.1 Einführung

Das absorbierte Photon dient zur Anregung des Zielkerns. Bei $E_\gamma \gtrsim 100$ MeV können dabei Mesonen gebildet werden, deren Reabsorption schließlich erst zu einer Spaltung führt (A. 2.33).

Messungen werden im allgemeinen mit Bremsstrahlung (maximale Photonenenergie E_e) durchgeführt. Man erhält also eine gemessene Größe als Funktion von E_e. Insbesondere mißt man nicht $\sigma_f(E_\gamma)$, sondern die Ausbeutefunktion $\Phi_f(E_e)$, d.h. die Anzahl der Spaltungen pro Röntgen und pro Kern in Abhängigkeit von E_e. $\sigma_f(E_\gamma)$ kann (unter Annahmen über das Bremsstrahlungsspektrum) rechnerisch aus $\Phi_f(E_e)$ ermittelt werden (Photon-Differenz-Methode, Ka 51-1); die Fehler in $\sigma_f(E_\gamma)$ werden dadurch sehr groß (mindestens ± 30%, Ka 58-1), und die Gestalt von $\sigma_f(E_\gamma)$ läßt sich nicht immer eindeutig festlegen. Andere Größen als σ_f und P (auch in A. 4, 5 und 6) werden meist als Funktionen von E_e angegeben; das Gegenteil wird jeweils ausdrücklich festgestellt.

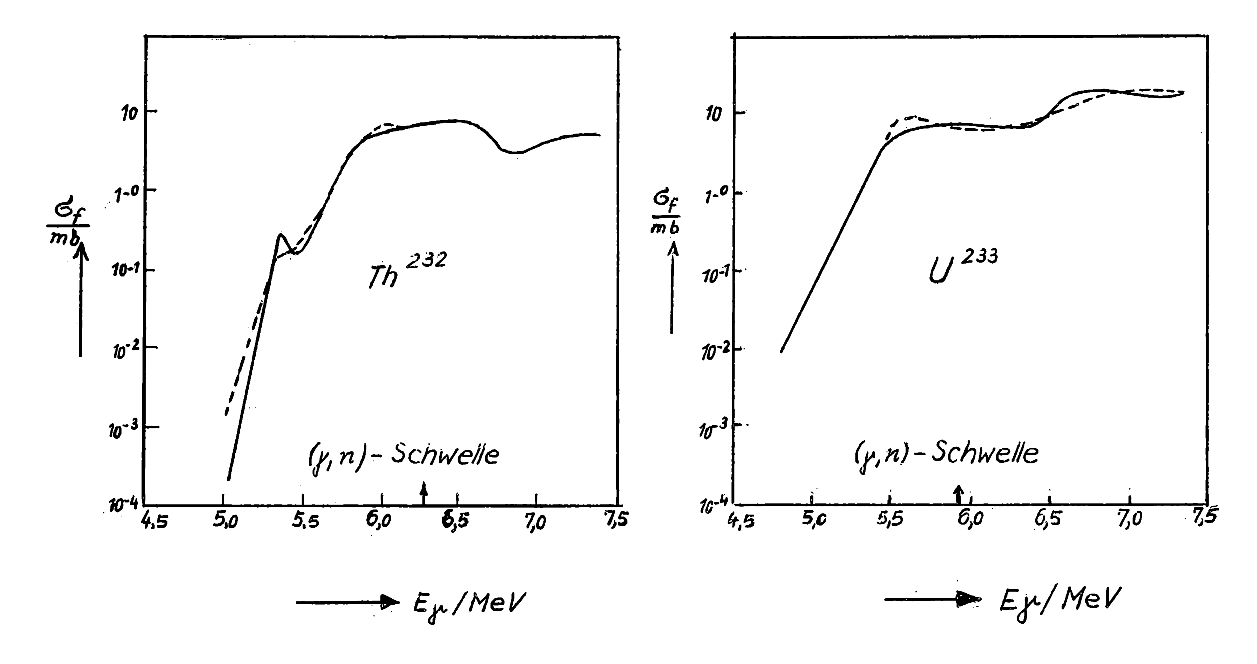
2.2 Schwellenergie (Aktivierungsenergie)

In klassischer Vorstellung braucht der Zwischenkern zur Spaltung eine Aktivierungsenergie U_A (vgl. A. 1.21); diese ist gleich der Photonenschwellenergie E_γ^S. E_γ^S ist nicht scharf bestimmbar (Tunneleffekt, vgl. A. 1.21). Gemessene E_γ^S für $Z \geq 90$: Ko 50-1, An 52-1, Ka 58-1; Diskussion im Zusammenhang mit anderweitig bestimmten U_A: Hu 56-1. Zur theoretischen und empirischen Darstellung der U_A vgl. A. 1.21.

2.3 Wirkungsquerschnitte

2.31 $E_\gamma \lesssim 8$ MeV

In der Gegend von E_γ^S wächst σ_f bei allen untersuchten Kernen mit $Z \geq 90$ etwa exponentiell mit steigendem E_γ (Tunnelprozeß), bis die Größenordnung 0,01 b erreicht ist. Anschließend ändert sich σ_f nur langsam mit E_γ (Fig. 2.31). Obgleich $\sigma_f(E_\gamma)$ nur ungenau bekannt ist (A. 2.1), scheinen sich hier doch verschiedene Kerne verschieden zu verhalten (Wi 56-1, Cl 58-1, Ka 58-1): Bei Th^{232}, U^{236} und U^{238} scheint σ_f bei $E_\gamma \simeq 6,5$ MeV ein Minimum zu haben; bei U^{233} scheint eine Stufe vorzuliegen, während bei Pu^{239} zwischen Stufe oder Minimum noch nicht unterschieden werden konnte; bei U^{234} und U^{235} steigt σ_f im wesentlichen monoton an. Th^{232} hat bei 5,5 MeV ein zweites Minimum oder wenigstens eine stationäre Stelle (Ka 58-1).



Figur 2.31 Spaltquerschnitte in Abhängigkeit von der Photonenenergie (nach Ka 58-1).

Es sind jeweils zwei Kurven angegeben, die sich nach etwas unterschiedlicher Glättung der gemessenen Funktion $O_f(E_e)$ ergeben haben

Für die Struktur von $\sigma_f(E_\gamma)$ bieten sich zwei Erklärungen an (Cl 58-1, Ka 58-1): Veränderungen von σ infolge variierender Beträge der Dipol- und Quadrupolabsorption und Veränderungen von σ_f/σ (bei konstantem σ) infolge Einsetzens der (γ, n)-Reaktion. Die erste Deutung wird gestützt durch gemessene Anisotropien der Bruchstückemission (A. 6.3) und durch das zweite Minimum bei Th^{232}, die zweite durch die Größe der E_γ, bei denen die (γ, n)-Reaktion einsetzt (Fig. 2.31).

2.32 8 MeV $\lesssim E_\gamma \lesssim$ 20 MeV

Das Verhalten von $\sigma_f(E_\gamma)$ ist das für Photoreaktionen typische: σ_f steigt wieder rascher bis zu einem Maximum bei $E_\gamma \simeq$ 14 MeV, bei dem σ_f die Größenordnung 0,2 b hat (Riesenresonanz, wahrscheinlich für elektrische Dipolabsorption); anschließend fällt σ_f auf sehr kleine, experimentell sehr ungenau bekannte Werte (Fig. 2.32). Messungen der Parameter der Riesenresonanz weichen (mit Ausnahme der Messungen ihrer Lage auf der E_γ-Achse) oft erheblich voneinander ab (Ba 47-1, Og 51-1, Du 53-1, Ka 55-1, La 55-1, Ko 56-2, Ka 58-1; Kerne siehe Tab. 2.31).

2.33 $E_\gamma \gtrsim$ 20 MeV

Für Kerne mit $Z \geq 90$ durchläuft $\sigma_f(E_\gamma)$ im Bereich 20 MeV $\lesssim E_\gamma \lesssim$ 50 MeV ein Minimum, für das nur sehr ungenaue σ_f-Werte (vgl. A. 2.1) bekannt sind (Sc 54-1). Von $E_\gamma \simeq$ 100 MeV an steigt σ_f stark mit wachsendem E_γ (Fig. 2.33).

Für Kerne mit $Z \leq 83$ ist E^S_γ größer als die Energie der Riesenresonanz; $\sigma_f(E_\gamma)$ steigt daher von E^S_γ an monoton (Fig. 2.33). Bei $E_\gamma \simeq$ 400 MeV erreicht $\sigma_f(E_\gamma)$ ein Maximum und fällt anschließend bis 500 MeV wieder ab (Bi^{209} und Au^{197}, Ju 57-1).

Bei konstantem E_γ fallen σ_f und Φ_f stark mit fallendem Z (Fig. 2.33, Literatur siehe Tab. 2.31).

Der Anstieg von σ_f für 150 MeV $\lesssim E_\gamma \lesssim$ 300 MeV ist (in relativen Ordinateneinheiten) der gleiche wie der Anstieg des Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung von Mesonen durch Photonen (Mi 57-1). Daher stellt man sich den Mechanismus der Photospaltung für $E_\gamma \gtrsim$ 100 MeV so vor, daß das Photon absorbiert und dadurch ein Meson erzeugt wird, durch dessen Reabsorption eine Spaltung veranlaßt werden kann (Be 53-1, Mi 57-1).

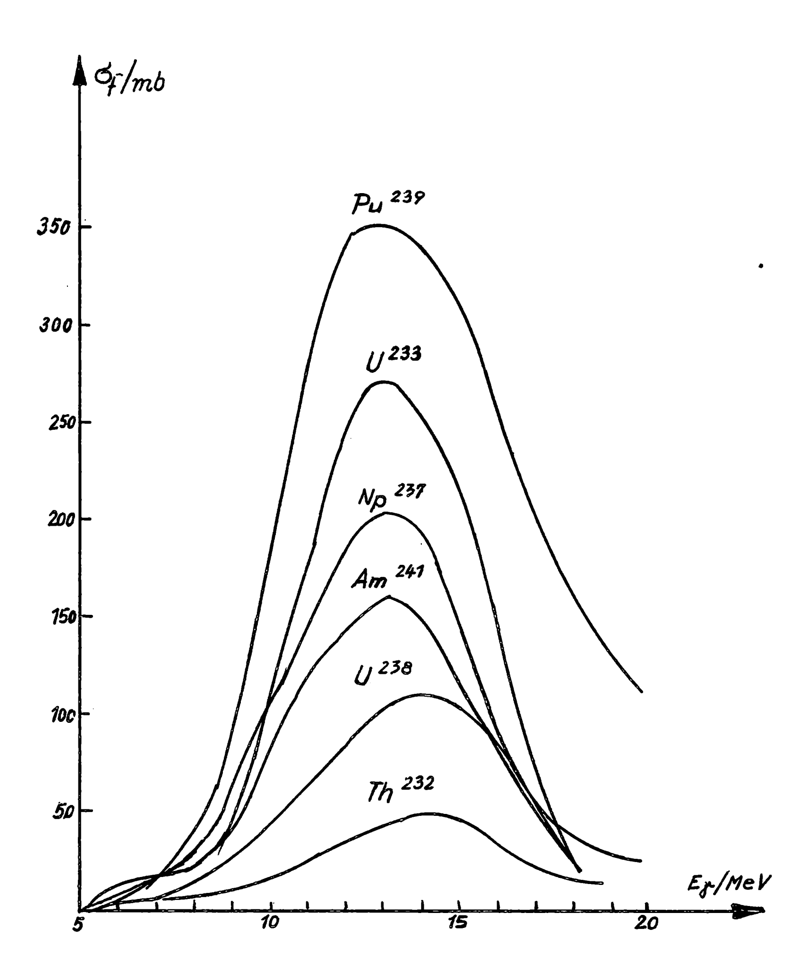
2.4 Relative Spaltbarkeit

Unter relativer Spaltbarkeit versteht man den Quotienten der Ausbeutefunktionen für den betrachteten Kern und für U^{238}. Da die Gestalt von $\Phi_f(E_e)$ von Kern zu Kern nur wenig variiert, ist die relative Spaltbarkeit nur schwach von E_e abhängig (Mc 51-1, Hu 54-2, vgl. Tab. 2.31).

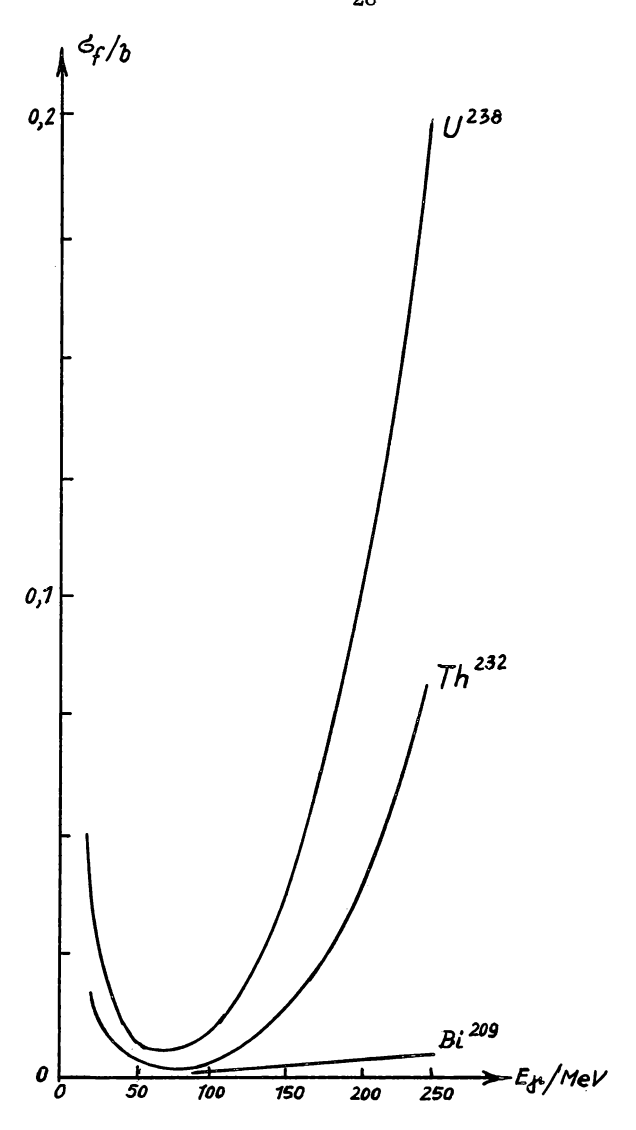
Tabelle 2.31 Übersicht über Messungen von Wirkungsquerschnitten und verwandten Größen für Photospaltung

In Klammern: E_e/MeV,
in der Spalte "Messung von σ_f bei diskreten E_γ": E_γ/MeV.
Bei fehlender unterer Grenze wurde von E_γ^S ab gemessen

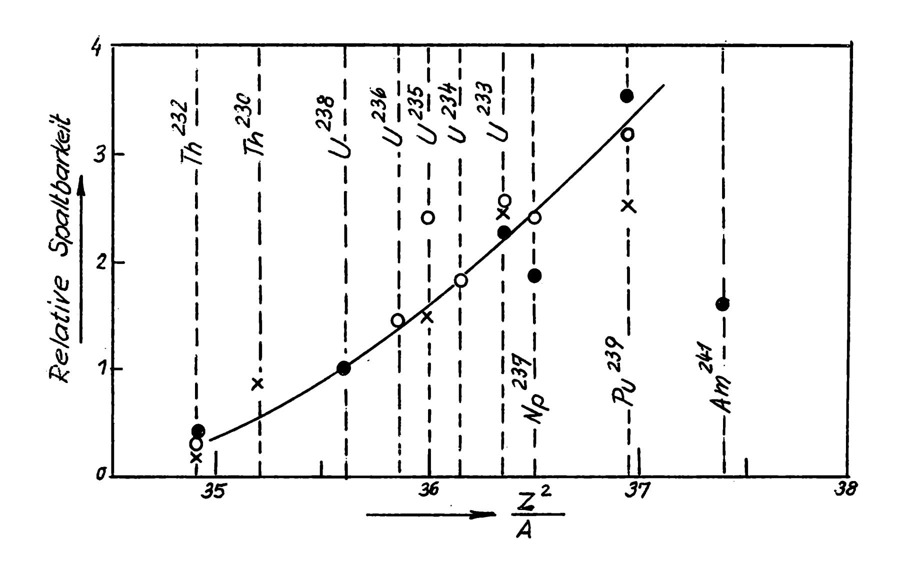
Kern	Z-N	Messung von σ_f bei diskreten E_γ	Messung von σ_f und Φ_f mit Bremsstrahlung	Messung nur von Φ_f mit Bremsstrahlung	Messung der relativen Spaltbarkeit
Am^{241}	ug		Ka 58-1 (-20)		
Pu^{239}	gu		Ka 58-1 (-20)		Mc 51-1 (12,4-21,7) Hu 54-2 (12-20)
Np^{237}	ug	Cl 58-1 (6,14; 7,0)	Ka 58-1 (-20)		Hu 54-2 (12-20)
U^{238}	gg	Ha 41-1 (6,3) Cl 58-1 (6,14; 7,0)	Og 51-1 (-22) Du 53-1 (-20) Sc 54-1 (7-300) Ka 55-1 (-23) La 55-1 (-27) Gi 56-2 (-20) Ko 56-2 (8-24) Wi 56-1 (-10) Mi 57-1 (80-250) Ka 58-1 (-20)	Gi 54-1 (275) Ju 54-1 (335) Ju 57-1 (143-480)	
U^{236}	gg	Cl 58-1 (6,14; 7,0)			Hu 54-2 (12-20)
U^{235}	gu	Cl 58-1 (6,14; 7,0)	Wi 56-1 (-10)	Ju 54-1 (335) Ju 57-1 (143-500)	Mc 51-1 (12,4-21,7) Hu 54-2 (12-20)
U^{234}	gg	Cl 58-1 (6,14; 7,0)			Hu 54-2 (12-20)
U^{233}	gu	Cl 58-1 (6,14; 7,0)	Ka 58-1 (-20)		Mc 51-1 (12,4-21,7) Hu 54-2 (12-20)
Th^{232}	gg	Ha 41-1 (6,3) Cl 58-1 (6,14; 7,0)	La 55-1 (-25) Gi 56-2 (-20) Ko 56-2 (8-24) Wi 56-1 (-10) Mi 57-1 (80-250) Ka 58-1 (-20)	Gi 54-1 (275) Ju 54-1 (335) Ju 57-1 (143-500)	Mc 51-1 (12,4-21,7) Hu 54-2 (12-20)
Th^{230}	gg				Mc 51-1 (12,4-21,7)
Bi^{209}	ug		Be 53-1 (100-320) Ju 57-1 (150-500) Mi 57-1 (80-250)	Gi 54-1 (275) Ju 54-1 (335)	
Pb				Gi 54-1 (275)	
Tl			Mi 57-1 (80-250)	Gi 54-1 (275)	
Au^{197}	ug		Ju 57-1 (200-500)	Gi 54-1 (275)	
W				Gi 54-1 (275)	
Ta^{181}	ug			Gi 54-1 (275)	



Figur 2.32 Spaltquerschnitte in Abhängigkeit von der Photonenenergie (nach Ka 58-1)



Figur 2.33 Spaltquerschnitte in Abhängigkeit von der Photonenenergie (nach Mi 57-1)



Mc 51-1 (Mittel für E_e = 12,4 bis 21,7 MeV)

Hu 54-2 (Mittel für E_e = 17 u. 20 MeV)

Ka 58-1 (E_e nicht angegeben)

Figur 2.4 Relative Spaltbarkeit in Abhängigkeit von Z^2/A (nach Ka 58-1)

Die relative Spaltbarkeit nimmt grob linear mit wachsendem Z^2/A zu (Fig. 2.4); Am^{241} macht eine Ausnahme. Die Veränderlichkeit mit Z^2/A wird dem von Kern zu Kern wechselnden $\sigma_f/\sigma(\gamma,n)$ zugeschrieben, da σ sich von Kern zu Kern nur sehr wenig ändern sollte (Ge 54-1) und σ_c zu vernachlässigen ist (A. 2.5).

2.5 Spaltwahrscheinlichkeit. Niveaubreitenverhältnisse

Es ist

$$P = \frac{\sigma_f}{\sigma} \simeq \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma(\gamma,n)} ,$$

denn σ_c ist gegen $\sigma_f + \sigma(\gamma,n)$ zu vernachlässigen, sobald E_γ nicht mehr im Bereich von E_γ^s liegt (Ca 51-1); ferner wird für $E_\gamma \gtrsim 11$ MeV (γ,nf) und $(\gamma,2n)$ und dergleichen vernachlässigt (La 55-1). Weiter sei $\Phi_n(E_e)$ die Ausbeutefunktion für (γ,n), d.h. die Anzahl der (γ,n)-Reaktionen pro Röntgen und pro Kern in Abhängigkeit von E_e, und

$$\Pi = \frac{\Phi_f}{\Phi_f + \Phi_n} .$$

P wurde für Th^{232} (La 55-1, Gi 56-2) und U^{238} (Du 53-1, La 55-1, Gi 56-2) gemessen. Für Th^{232} fällt P monoton von etwa 0,2 bei $E_\gamma = 7$ MeV bis 0,08 bei $E_\gamma = 11$ MeV (La 55-1); weniger starkes Fallen wird in Gi 56-2 berichtet. Für U^{238} ist P im Bereich 7 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 11 MeV grob konstant (Du 53-1, La 55-1, Gi 56-2). Im Bereich 17 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 28 MeV wurde P für Th^{232} und U^{238} auf 0,3 bis 0,4 geschätzt (Du 53-1, La 55-1).

Π fällt im Bereich 8 MeV $\leq E_e \leq$ 20 MeV bei Th^{232}, U^{233} und U^{238} monoton, und zwar bei Th^{232} weit stärker als bei den anderen Kernen; bei Pu^{239} ist Π im genannten Intervall nahezu konstant (Ka 58-1). Für Th^{232} und U^{238} liegen außerdem Messungen für $E_e = 18,6$ MeV vor (Ba 55-1).

Betrachtet man die Veränderung von Π von Kern zu Kern bei $E_e = 20$ MeV, so läuft sie konform mit der Veränderung der relativen Spaltbarkeit (Fig. 2.4). Dies ist ein Hinweis auf die schwache Abhängigkeit von σ vom Kern (Ka 58-1). Man konnte daher aus den relativen Spaltbarkeiten für $E_e = 12$ MeV (Hu 54-1, vgl. Fig. 2.4) Niveaubreitenverhältnisse berechnen, die für eine Umgebung von $E_\gamma = 10$ MeV als etwa richtig angesehen werden (Hu 58-1, Va 58-2; vgl. A. 1.33).

2.6 Bei der Spaltung emittierte leichte Teilchen

Im Verlauf einer Spaltung mit E_γ der Größenordnung 100 MeV werden leichte Teilchen (n, p, t, α) emittiert (Be 55-1) mit ähnlichen Gesetzmäßigkeiten wie bei Spaltung durch Teilchen (A. 1.43).

3. Halbwertszeiten der spontanen Spaltung

3.1 Meßergebnisse

Gemessene Halbwertszeiten τ_f sind für Kerne von Th^{230} bis Fm^{256} in Hy 57-1 tabelliert.

3.2 Empirische Gesetzmäßigkeiten

Eine Theorie, die τ_f auch nur der Größenordnung nach liefert, gibt es nicht. Man bemühte sich daher, empirische Gesetzmäßigkeiten zwischen τ_f und Z^2/A oder N aufzustellen.

Trägt man log τ_f als Funktion von Z^2/A auf (Fig. 3.2-1), so zeigt sich, daß für die gg-Isotope eines Elements τ_f ein Maximum durchläuft (Hu 54-3). Die geringere Stabilität der schweren Isotope wurde durch eine stärkere ellipsoidische Verformung (Hu 54-3) und dadurch dünnere Potentialschwelle (Hi 53-1, Gh 56-1) erklärt.

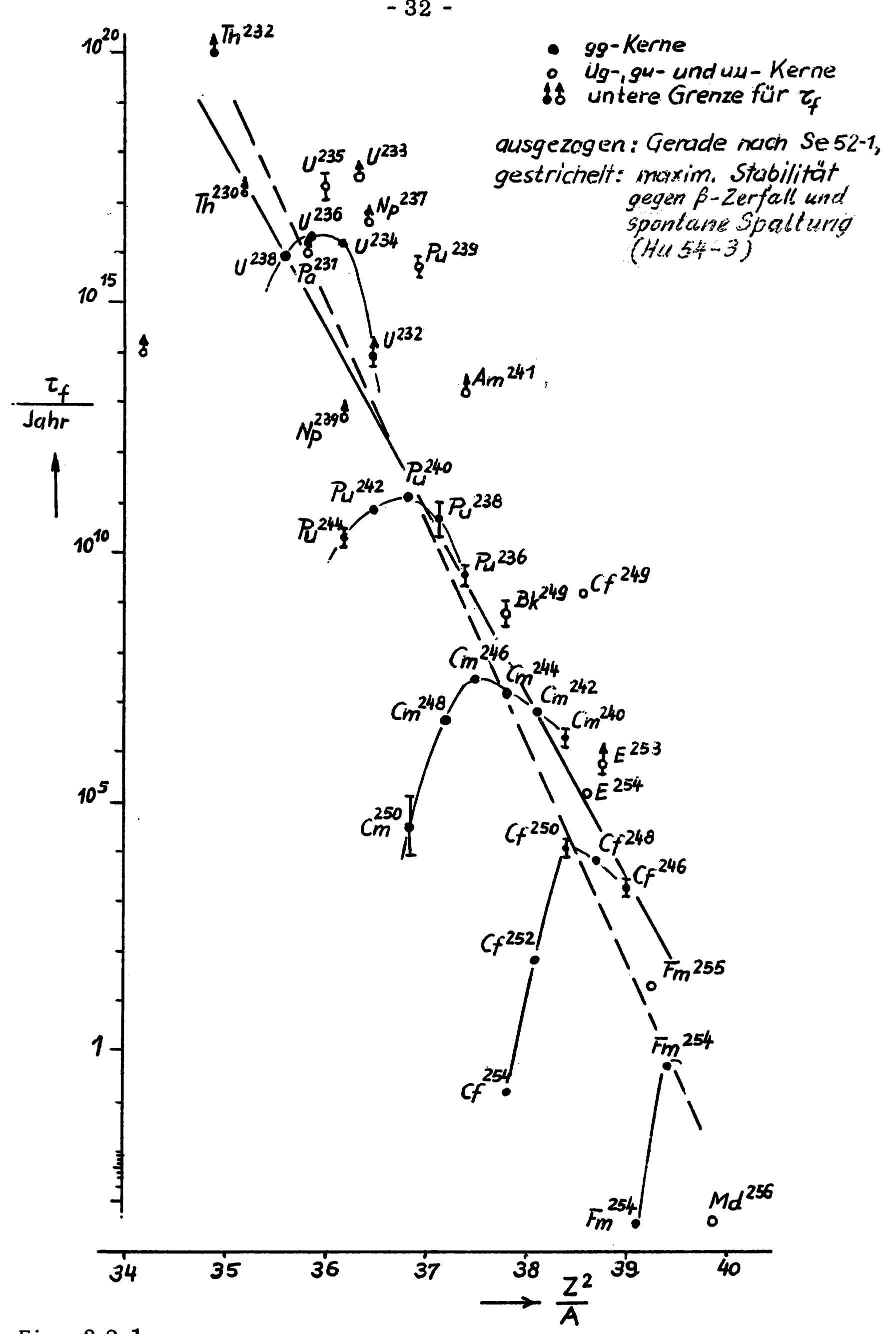
Das größte τ_f kommt dem Isotop mit der größten β-Stabilität zu; die entsprechenden Punkte im (log τ_f)-Z^2/A-Diagramm liegen auf einer Geraden (Fig. 3.2-1, gestrichelt) (Hu 54-3, Ko 55-1). (Als die Meßdaten noch wenig zahlreich waren, lagen alle gg-Kerne nahe der ausgezogenen Geraden, Se 52-1.)

ug-, gu- und uu-Kerne zeigen kein einfaches Verhalten; für sie ist τ_f um einen Faktor $10^{3\pm1}$ größer als für benachbarte gg-Kerne. Deutung: Der Spin des unpaarigen Nukleons verringert (infolge Auswahlregeln) die Frequenz der kritischen Deformation (Hu 56-1).

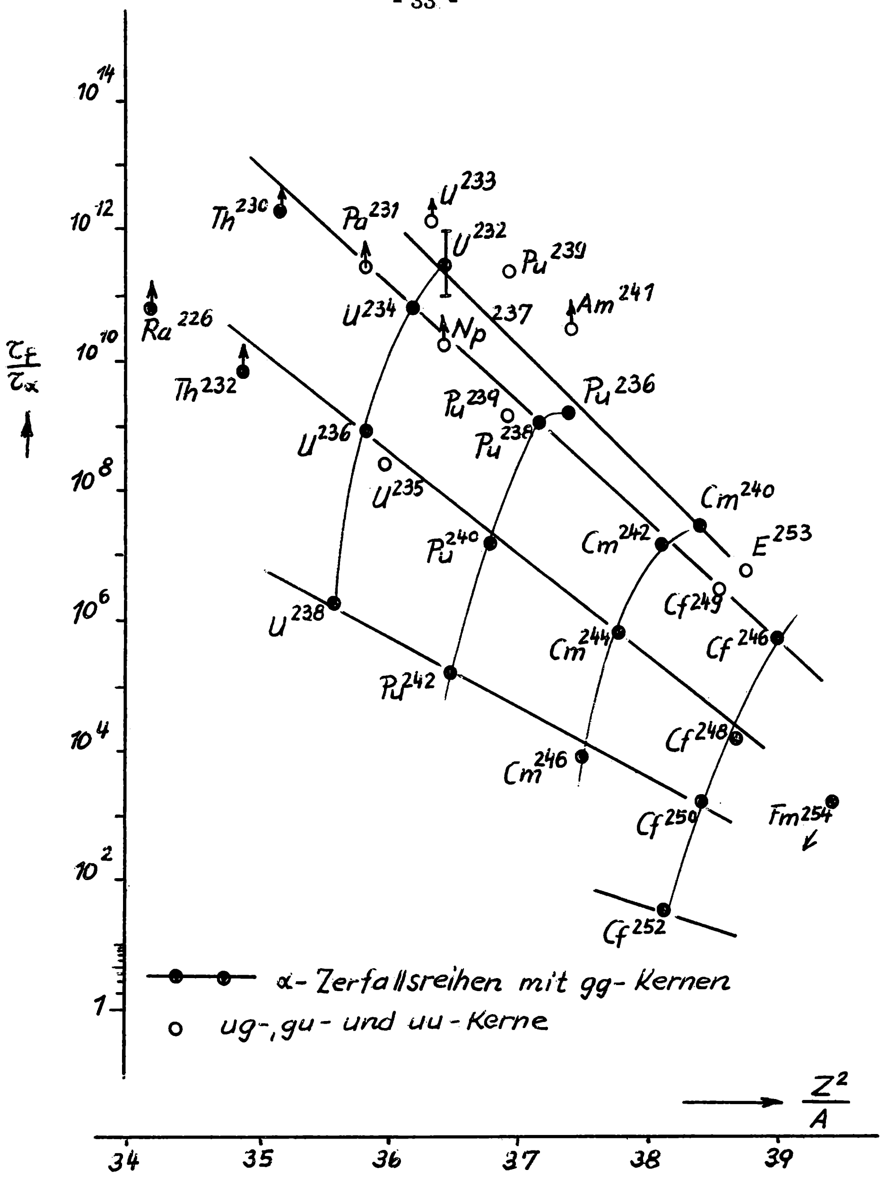
Die ähnlichen Mechanismen von α-Zerfall und Spontanspaltung sollten eine Parallelität der betreffenden Halbwertszeiten zur Folge haben (Fr 46-1). In einem [log(τ_f/τ_α)] -Z^2/A-Diagramm liegen die zu einer α-Zerfalls-Reihe gehörigen Kerne auf einer Geraden (Fig. 3.2-2, Kr 52-1). Ausnahme: Fm^{254}. Verbindet man Kerne, für die sich Z um 2, A dagegen um 6 unterscheidet, so ergeben sich auch Geraden (St 54-2); durch Extrapolation auf Grund dieser Gesetzmäßigkeit vorausgesagte τ_f erwiesen sich jedoch später als falsch.

Für gg-Kerne hängt log (τ_f/τ_α) recht gut linear von N ab (Fig. 3.2-3, Me 57-1). Man erkennt hier besonders deutlich, daß für kleine N der α-Zerfall, für große N die Spontanspaltung als Zerfallsmodus im Vordergrund steht.

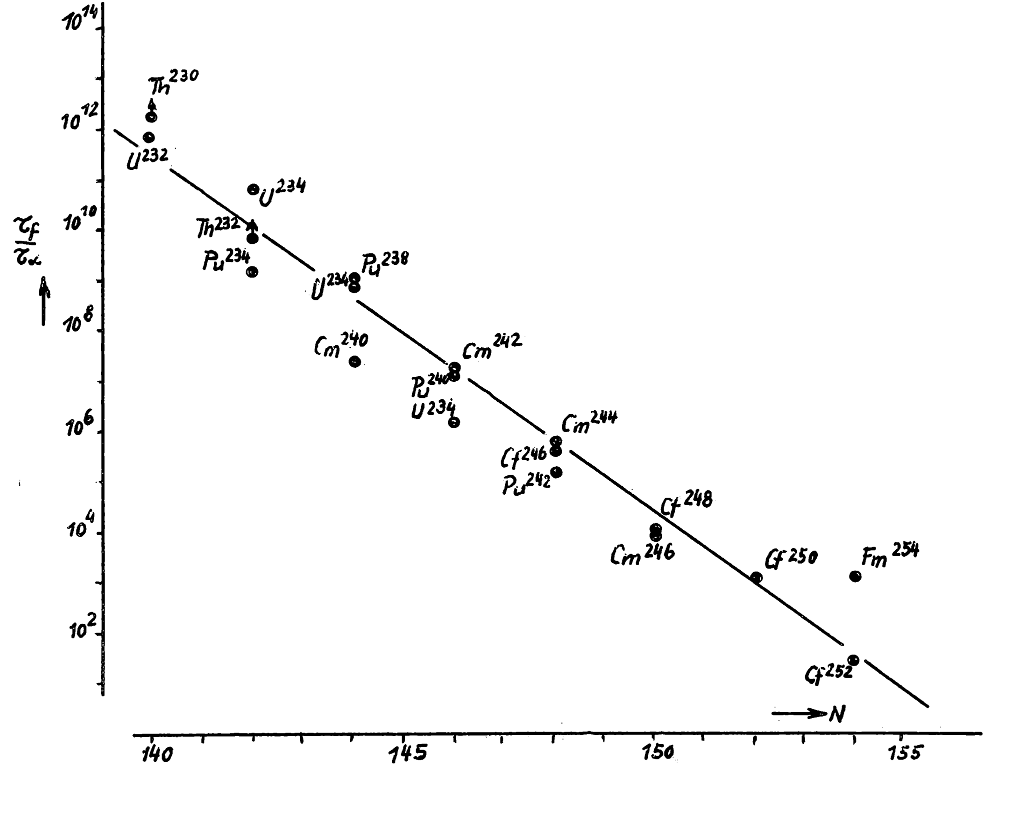
Trägt man log τ_f gegen N auf (Fig. 3.2-4, Gh 56-1), so stellt man einen starken Abfall der Stabilität für N >152 bei konstantem Z fest. τ_α zeigt ein ähnliches Verhalten (Fig. 3.2-4). Daraus wurde auf eine neue magische Zahl 152 geschlossen (Gh 56-1, vgl. A. 5.5).



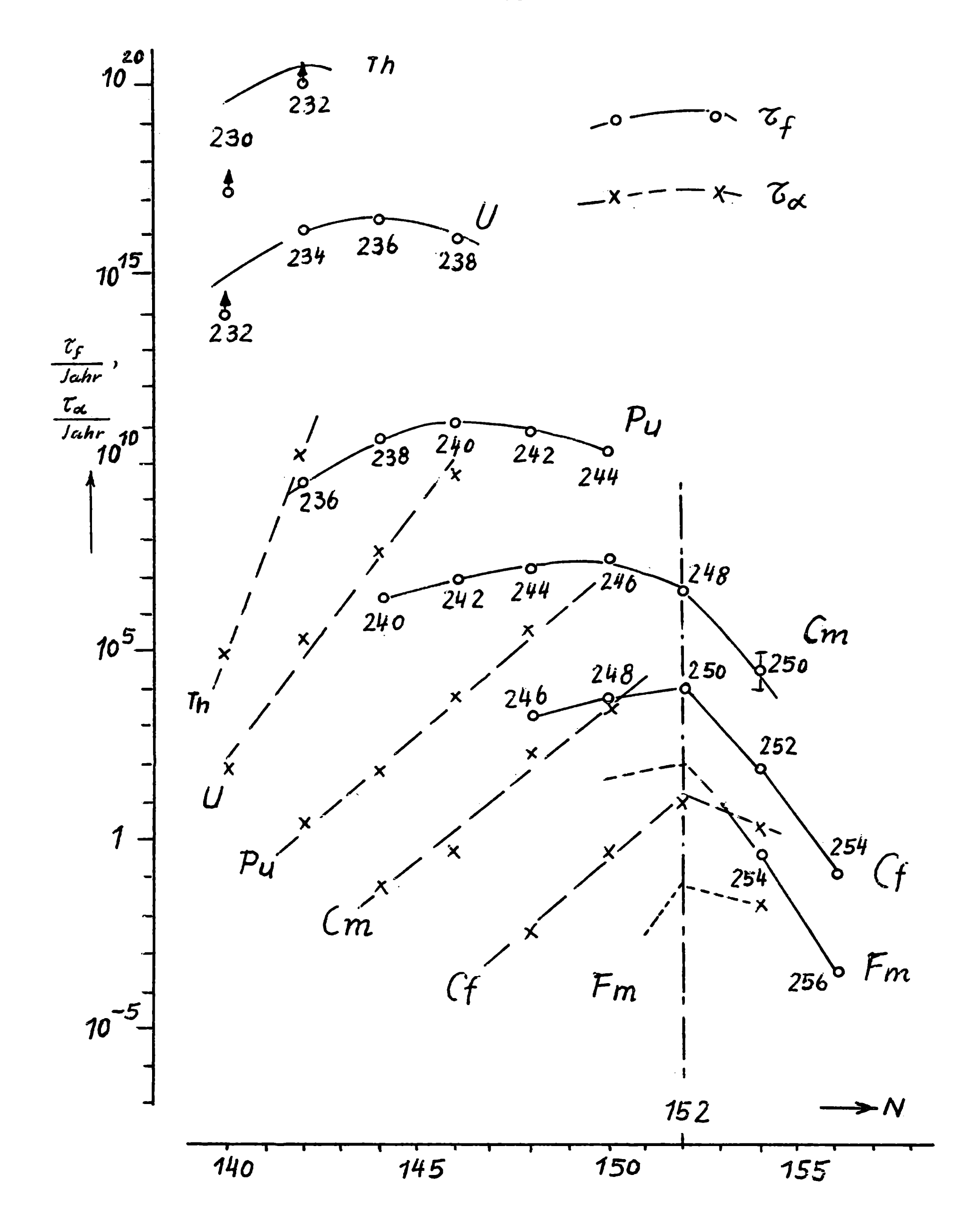
Figur 3.2-1
τ_f als Funktion von Z^2/A.



Figur 3.2-2 log (τ_f/τ_α) in Abhängigkeit von Z^2/A nach Kr 52-1, gezeichnet mit neueren Werten von τ_f. Fm^{254} fügt sich nicht ein

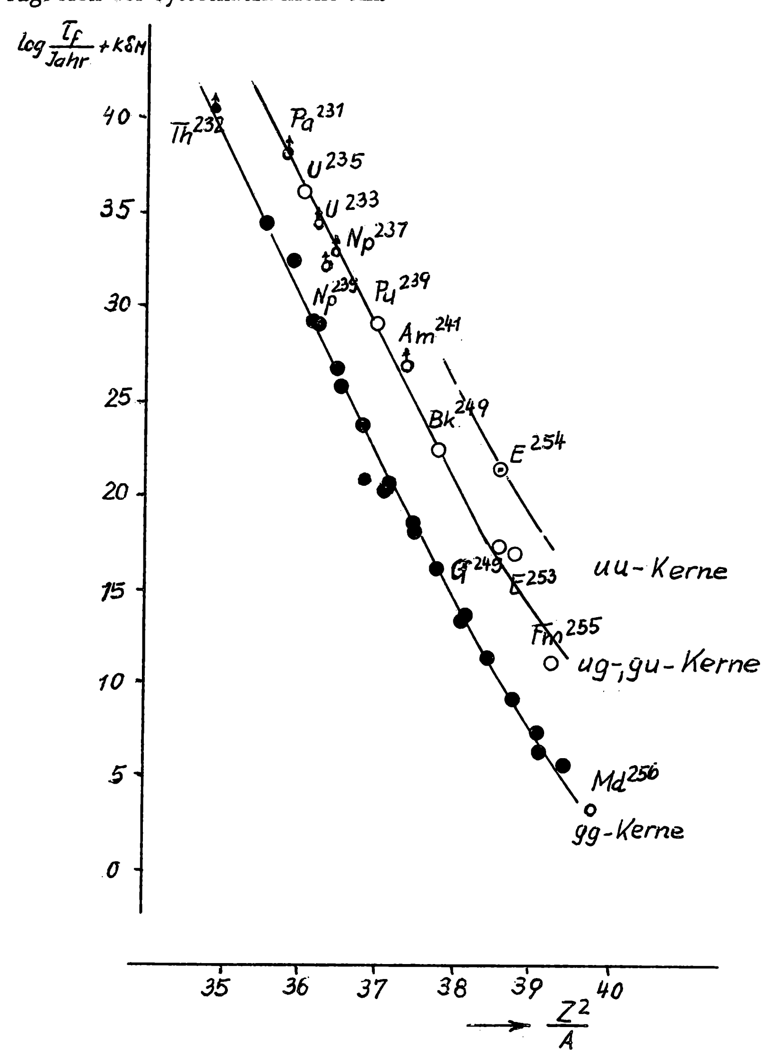


Figur 3.2-3 log (τ_f / τ_α) für gg-Kerne in Abhängigkeit von N nach Me 57-1



Figur 3.2-4 τ_f und τ_α für gg-Kerne als Funktionen von N nach Gh 56-1, gezeichnet mit neueren Werten von τ_f

Auf halbempirischem Weg ergab sich log τ_f als Polynom 3. Grades von Z^2/A und als lineare Funktion eines Korrekturterms für Schaleneffekte (Sw 55-2). Wie Fig. 3.2-5 zeigt, ergeben sich so eine glatte Kurve für gg-Kerne und erstmals auch glatte Kurven für ug- und gu-Kerne und für uu-Kerne. Dies ist eine Bestätigung dafür, daß Unregelmäßigkeiten in τ_f auf Schaleneffekten beruhen. Md^{256} fügt sich der Systematik nicht ein.



Figur 3.2-5 τ_f-Korrelation nach Sw 55-2. Aufgetraten ist log τ_f, korrigiert um die Schaleneffekte, gegen Z^2/A. Die ausgezogenen Kurven sind berechnet. Zum Korrekturterm kδM vgl. Sw 55-2

4. Verteilung der Spaltproduktmassen

4.1 Einführung

Bei der Spaltung eines Kerns entstehen zwei Bruchstücke, für die $A > 20$ ist. Sie fliegen mit großer Geschwindigkeit auseinander (A. 5.1) und emittieren, bevor sie eine (meßtechnisch) nennenswerte Strecke zurückgelegt haben, prompte Neutronen (A. 8.1). Nach der Emission der prompten Neutronen werden die Bruchstücke als Spaltprodukte bezeichnet. Die Wahrscheinlichkeit für die unmittelbare Bildung (nicht durch β-Zerfall aus einem anderen Spaltprodukt) eines Spaltprodukts, das durch bestimmte Z und A gekennzeichnet ist, je Spaltung heißt unabhängige Ausbeute dieses Spaltprodukts. Die unabhängigen Ausbeuten werden meist so normiert, daß ihre Summe 200% beträgt.

Die Summe der unabhängigen Ausbeuten über Z für ein festes A heißt primäre Kettenausbeute. Die primären Kettenausbeuten als Funktion von A ergeben die primäre Massenverteilung.

Sind die Spaltprodukte instabil (bei $E \lesssim 10$ MeV ist dies die Regel), so erreichen sie stabile Zustände durch β^--, β^+-, K-Zerfälle, Emission verzögerter Neutronen im Anschluß an die genannten Zerfälle (Ke 58-1). Die Summe der Ausbeuten aller Isobare mit einem festen A nach Emission der verzögerten Neutronen heißt sekundäre Kettenausbeute. Die sekundären Kettenausbeuten als Funktion von A ergeben die sekundäre Massenverteilung.

Direkte Bestimmungen ergeben die sekundäre, indirekte Bestimmungen (über Energie- oder Geschwindigkeitsmessungen, A. 5.21) die primäre Massenverteilung. Durch Korrekturen kann man aus der sekundären Verteilung die primäre ermitteln, doch ist der Unterschied so klein, daß er im folgenden nur in besonderen Fällen berücksichtigt wird.

Die primäre Massenverteilungskurve ist nahezu symmetrisch bezüglich der Geraden $A = A_F/2$; sie wäre genau symmetrisch, wenn keine prompten Neutronen ausgesandt würden.

4.2 Massenverteilung ohne Berücksichtigung der Feinstruktur

4.21 Allgemeines

In Tab. 4.21 sind die Arbeiten aufgeführt, in denen Massenverteilungen (i.a. mindestens 6 Kettenausbeuten) direkt gemessen wurden. Die in den zusammenfassenden Arbeiten Ka 58-2 und Du 58-1 berücksichtigte Literatur ist selbst nicht angeführt, ebensowenig Messungen energetischer Größen, aus denen sich Massenverteilungen konstruieren lassen (A. 5.21, Tab. 5.3).

Die Gestalt der Massenverteilung hängt im wesentlichen vom spaltenden Kern und seiner Anregung U_F ab. Da man den spaltenden Kern aber nur für $U_Z \lesssim 5$ MeV eindeutig angeben kann (A. 1.33), ist man gezwungen, die Massenverteilung in Abhängigkeit vom Zwischenkern (für $E \lesssim 50$ MeV) oder vom Zielkern zu betrachten. Wie der Zwischenkern entsteht (also die Art des Geschosses) ist von sehr geringer Bedeutung; die Massenverteilungen für die Spaltungen $Th^{232} + \alpha$ und $U^{235} + n$ sind in einem weiten Bereich von U_Z sehr ähnlich (Fo 58-1). Für $E \gtrsim 50$ MeV haben verschiedene Geschosse bei gleichen E und gleichen Zielkernen Wirkungen, die innerhalb der Meßgenauigkeit fast gleich sind.

Für höhere E ist die gemessene Massenverteilung stets eine über mehrere spaltende Kerne gemittelte.

4.22 Zielkerne mit $Z \gtrsim 90$

4.221 Abhängigkeit der Massenverteilung von U_Z und E

Bei $U_Z \lesssim 30$ MeV hat die Massenverteilung stets zwei Maxima. Das Tal zwischen ihnen hebt sich mit wachsendem U_Z, bis bei hinreichend großem E nur noch ein Maximum vorliegt. Dies zeigen Fig. 4.221-1 für Spaltung durch Neutronen, Fig. 4.221-2 für Spaltung durch Deuteronen und Fig. 4.221-3 für Spaltung durch Bremsstrahlung.

Für die Charakterisierung der Tiefe der Talsohle genügt die Angabe des Verhältnisses der Kettenausbeuten in der Talsohle und in einem Maximum. Dieses Verhältnis wurde in vielen Arbeiten (Tab. 4.21) bestimmt. Für acht verschiedene Spaltprozesse hängt das Verhältnis der radiochemischen Ausbeuten von Ag^{111} (repräsentativ für eine Kettenausbeute in der Talsohle) und Ba^{140} (repräsentativ für eine Kettenausbeute im rechten Maximum) exponentiell von $(U_Z - 5\text{ MeV})^{-1/2}$ ab. Die Deutung beruht darauf, daß $(U_Z - 5\text{ MeV})^{1/2}$ der Kerntemperatur im statistischen Kernmodell proportional ist (Fo 52-1).

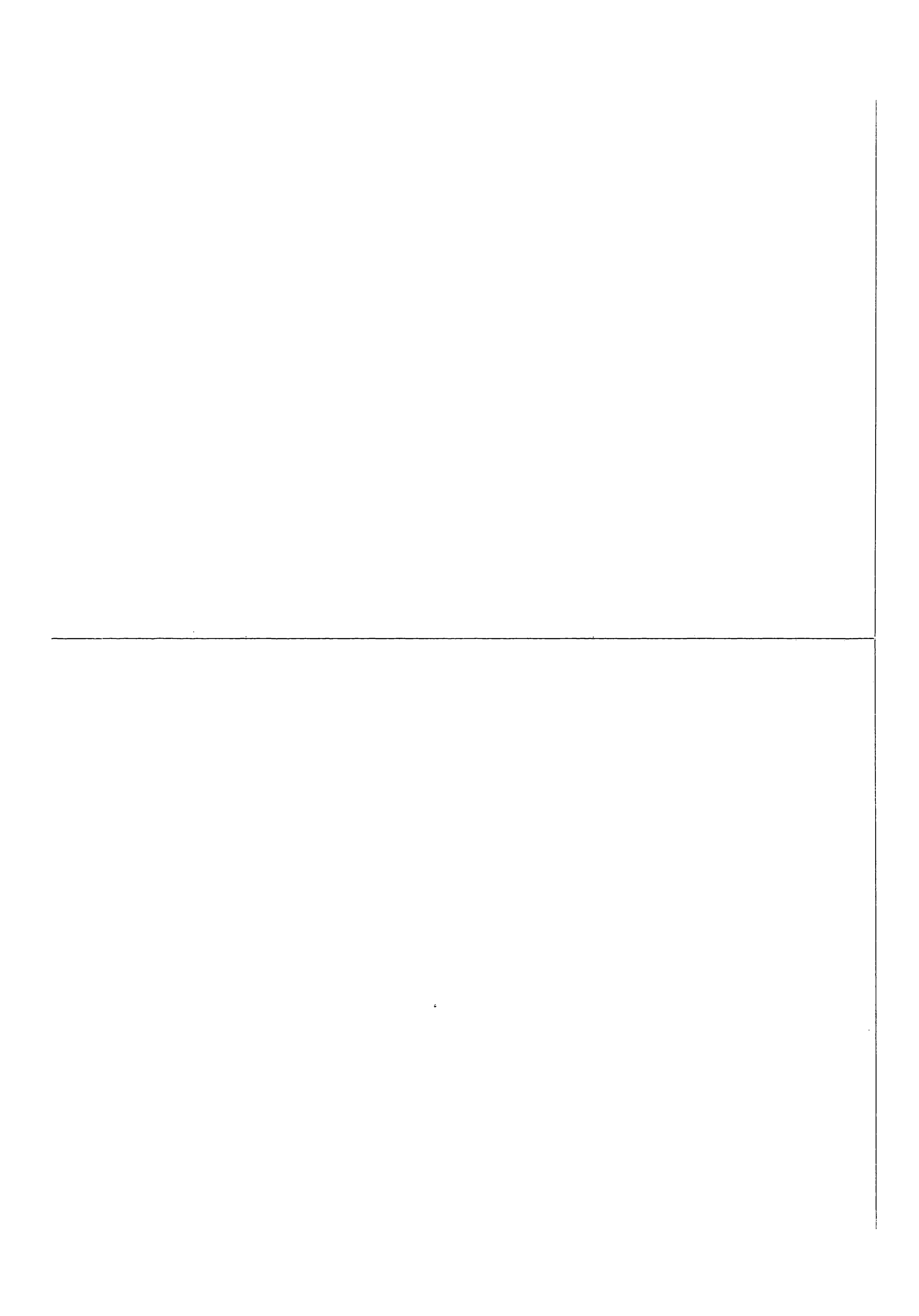
Für Protonenspaltung wurden die radiochemischen Ausbeuten von Ag^{113} (repräsentativ für eine Kettenausbeute in der Talsohle) und Ba^{139} (repräsentativ für eine Kettenausbeute im rechten Maximum) als Funktion von E_p gemessen (Fig. 4.221-4, Bu 58-3). Das Verhältnis der genannten Ausbeuten steigt (wenigstens für den Zielkern Th^{232}) nicht monoton mit wachsendem E_p; das Absinken bei diskreten E_p bedeutet das beginnende Auftreten von (p,nf)-, (p,2nf)-Reaktionen usw., das durchschnittlich kleinere U_F zur Folge hat.

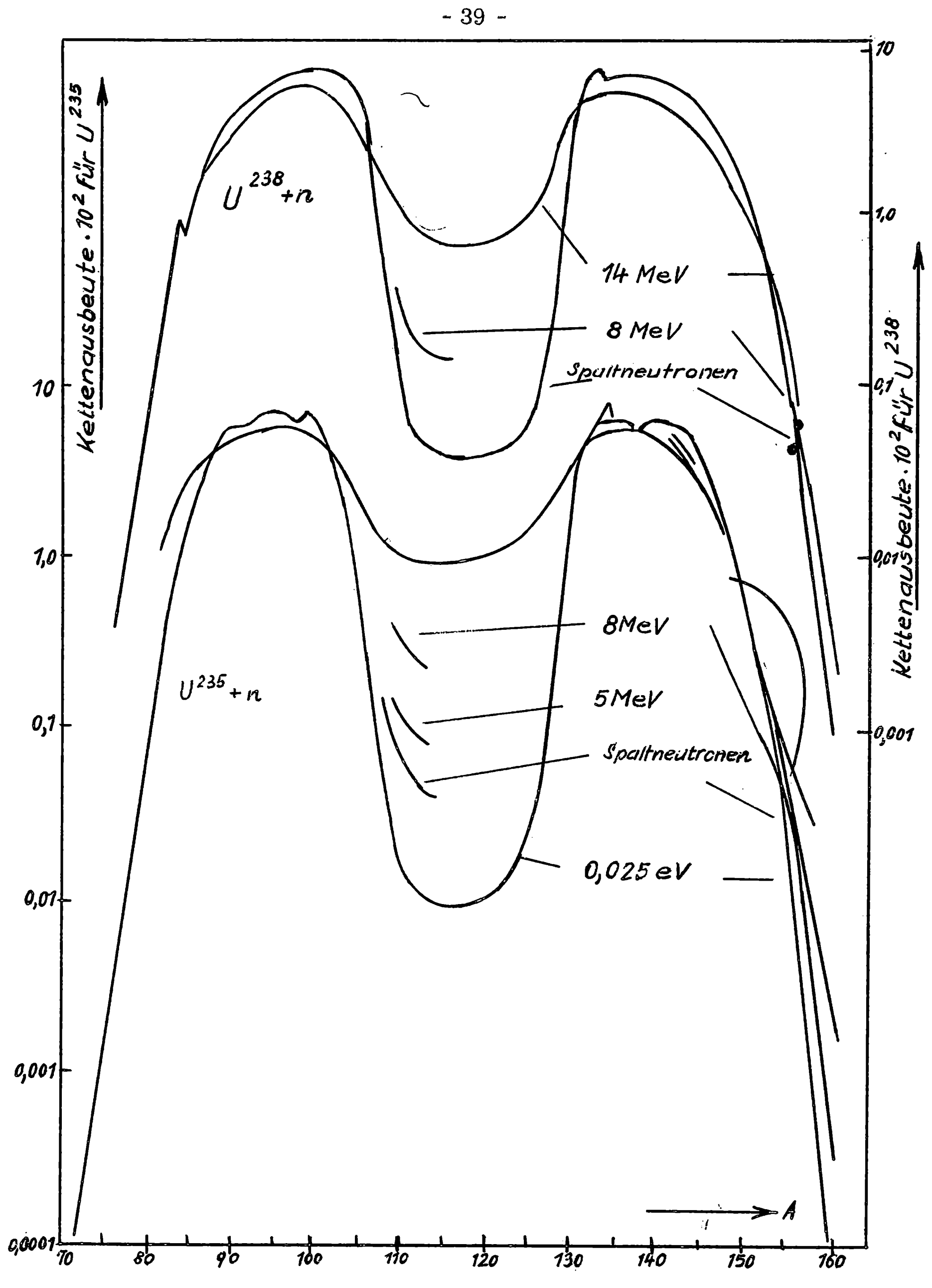
Bei Spaltung durch Bremsstrahlung (Fig. 4.221-3) ist ein Verschwinden der Talsohle nicht zu erwarten, weil die Wirkung der energiearmen Photonen stets überwiegen wird (A. 2.3). Betrachtet man die Massenverteilung als Funktion von E_γ (was nur sehr grob möglich ist, vgl. A. 2.1) (Ka 55-1, Sc 57-1), so verschwindet die Talsohle bei ähnlichen U_Z wie bei Spaltung durch Teilchen (Fig. 4.221-5, Ka 55-1).

Tabelle 4.21 Übersicht über Messungen von Verteilungen von Spaltproduktmassen

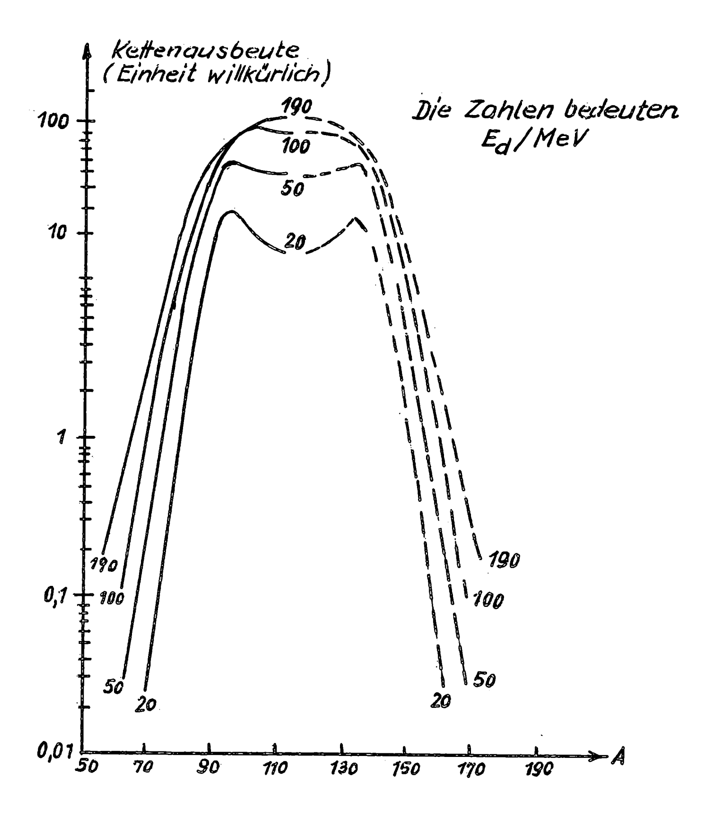
Zahlen in Klammern: E/MeV,
in Spalte "γ": E_e/MeV;
Resonanzneutronen: Neutronen mit solchen E_n, die einer Resonanz von σ_f entsprechen

Zielkern	spontane Spaltung	Geschoß							
		therm. n	n	p	d	α	C^{13}	N^{14}	γ
Cf^{252}	St 54-1 Gl 55-2 Cu 58-1								
Cm^{242}	St 54-1 Gl 55-2								
Am^{241}			Cu 57-2 (Spaltneutron.)						
Pu^{242}						Gl 56-1 (20-50)			
Pu^{240}					Lu 56-1 (9-23)				
Pu^{239}		An 58-1 Bu 58-2 Cr 58-1 Ka 58-2+	Kr 57-1 (Spaltneutron.) Ka 58-2+ (Spaltneutron.) Pr 58-5 (14,6)		Gi 56-1 (9-24)	Gl 56-1 (20-50)			
Pu^{238}			Pr 58-5 (14,6)			Gl 56-1 (20-50)			
Np^{237}						Gi 56-1 (18-46)			
U^{238}	Fl 53-1 We 53-1 Ke 54-1		Al 57-1 (13,6) Cu 57-1 (14) Bu 58-1 (8; Spaltn.) Ka 58-2+ (Spaltneutron.) Pr 58-5 (14,6)	Fo 55-1 (340) Hi 55-1 (20-190) Jo 55-2 (12-20) Vi 55-1 (480) Kj 56-1 (170) Pa 56-2 (680) La 57-2 (480) Pa 58-2 (660) St 58-2 (10-340)	Hi 55-1 (20-190) Hi 55-2 (20-190) Al 57-1 (13,6) Su 57-1 (5; 10; 13,6) St 58-2 (20-190)	Hi 55-1 (50-380) Ri 56-1 (22-46) Va 58-3 (15-46)	Br 56-2 ($\leq$ 100)	Ta 58-1 (115)	Ri 52-1 (17) Ri 54-1 (9-14) Sc 54-1 (7-300) Ka 55-1 Sc 57-2 (4,5-10) Du 58-1+
U^{236}					Le 58-6 (23,4)				
U^{235}		An 58-1 Bu 58-1 Ka 58-2+	Wa 55-1 (14) Ba 57-3 (Resonanzn.) Na 57-1 (Resonanzn.) Bu 58-1 (Spaltn.) Ka 58-2+ (14) Pr 58-5 (14,6) Ro 58-1 (Resonanzn.)	Jo 55-2 (12-20)	Le 58-6 (14,7; 23,4)	Va 58-3 (18-46)			Ri 52-1 (17) Du 58-1+
U^{234}					Le 58-6 (23,4)				
U^{233}		Iv 57-2 An 58-1 Ka 58-2+	Re 58-2 (Resonanzn.) Ro 58-1 (Resonanzn.)	Jo 56-1 (12-20)	Gi 56-1 (9-24)	Va 58-3 (18-46)			Du 58-1+
Th^{232}			Tu 53-1 Al 57-1 (13,6) Ka 58-2+ (8; Spaltn.)	Te 52-1 (6-21) Tu 53-1 (7,6) Kr 55-1 (450) Vi 55-1 (480) Jo 56-1 (14-20) Pa 56-2 (680) La 57-2 (480)		Wa 48-2 (37,5)			Hi 53-2 (69) Sc 57-2 (4,5-10) Du 58-1+ Va 58-4 (10)
Th^{230}				Jo 56-1 (15-20)					
Ra^{226}				Je 58-1 (11)	Fa 58-1 (22)	Fa 58-1 (23,5; 43)			Du 58-1 (23)
Bi^{209}				Bi 53-1 (340) Jo 55-1 (75-450) Kr 55-1 (450) Vi 55-1 (480) Pa 56-2 (680) La 57-2 (480) Ka 58-3 (660)	Go 49-1 (190) Fa 56-2 (15; 22)				Su 50-1 (85) Du 58-1+
Pb				Wo 56-1 (600-3000)		Fa 58-1 ($\leq$ 42)			
Au^{197}				Kr 55-1 (450)				Ta 58-1 (115)	
Re				Kr 55-1 (450)					
W					Ku 55-1 (280)				
Ta^{181}				Kr 55-1 (450)					
Ho^{165}				Kr 55-1 (450)					

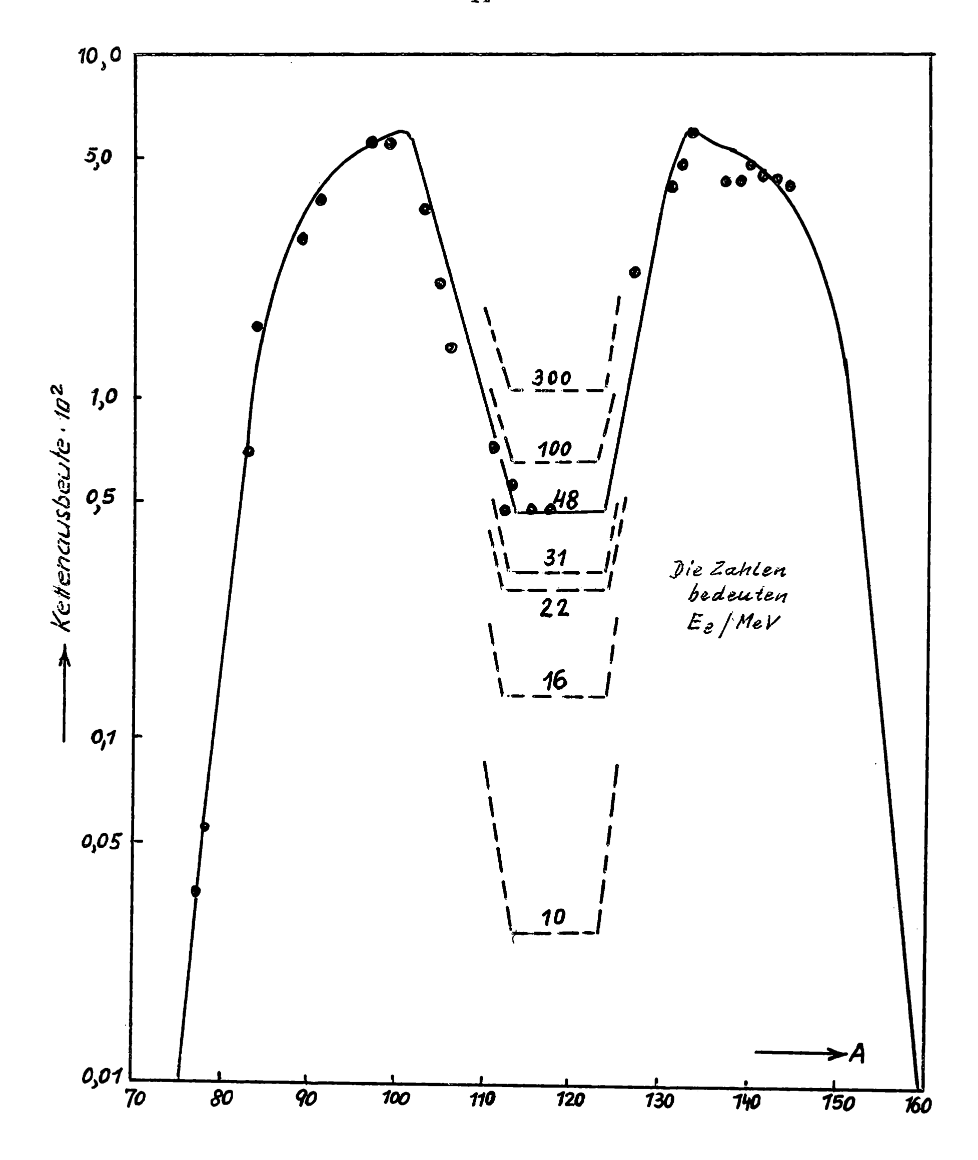




Figur 4.221-1 Massenverteilungen für die Spaltung von U^{235} und U^{238} durch Neutronen verschiedener Energien (nach Le 58-1+)

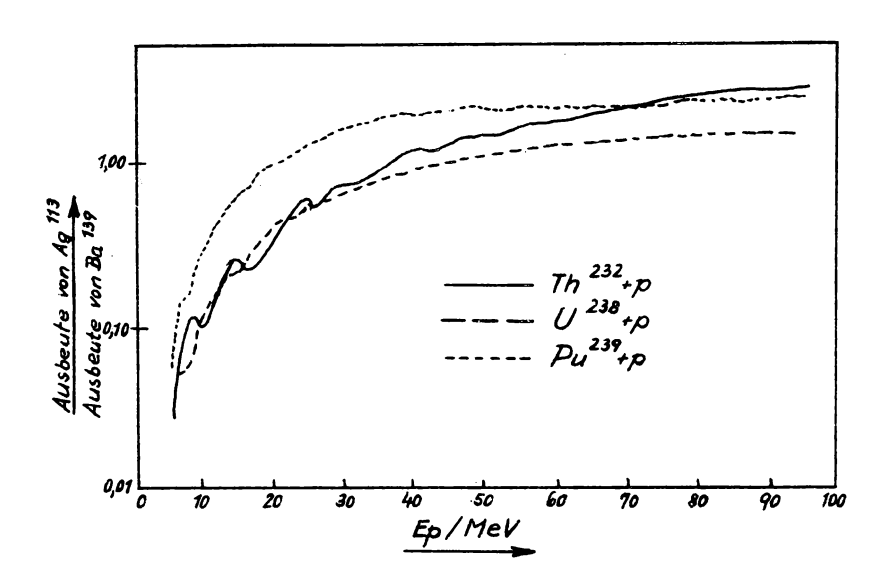


Figur 4.221-2 Massenverteilungen für die Spaltung von Natururan durch Deuteronen verschiedener Energien (nach Hi 55-1)

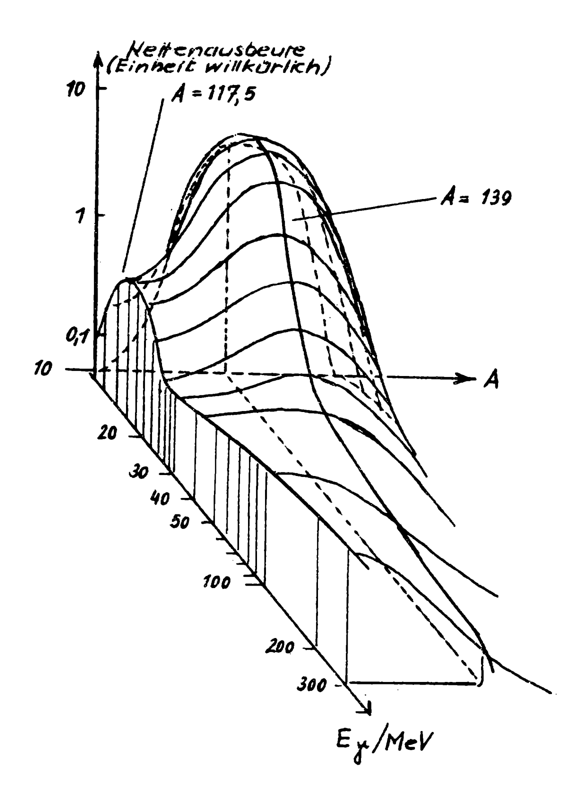


Figur 4.221-3 Massenverteilungen für Spaltung von Natururan durch Bremsstrahlung verschiedener Maximalenergie (nach Du 58-1+).

Die Meßpunkte gehören zur Kurve für E_e = 48 MeV



Figur 4.221-4 Verhältnis der Ausbeuten von Ag^{113} und Ba^{139} als Funktion der Protonenenergie für verschiedene Spaltprozesse (nach Bu 58-3)



Figur 4.221-5 Dreidimensionale Darstellung der Massenverteilung für Photospaltung von Natururan in Abhängigkeit von der Photonenenergie (nach Ka 55-1).

Dargestellt ist nur die rechte Hälfte der Massenverteilungen. Die Kettenausbeuten sind nur für $E_\gamma < 24$ MeV einigermaßen gut bekannt; für $E_\gamma > 24$ MeV ist nur der Schnitt mit der Ebene A = 117.5 einigermaßen sichergestellt

Bei den einhöckerigen Massenverteilungen steigt die linke Flanke weniger steil an als die rechte (St 58-2); Das Maximum verschiebt sich mit wachsendem E nach links. Beides ist durch die Emission leichter Teilchen (besonders von Neutronen) bei der Spaltung bedingt (A. 1.43), deren Zahl mit wachsendem E zunimmt (Gl 56-1, Su 57-1). Oberhalb $E \simeq 100$ MeV verbreitert sich die Massenverteilung: Die Vielfalt spaltender Kerne wird immer größer (Do 54-1). Die Massenverteilungen für Photospaltung sind schmäler als die für Spaltung durch Teilchen; dies deutet auf eine kleinere Zahl möglicher spaltender Kerne (vgl. den Mechanismus der Photospaltung, A. 2.1).

4.222 Abhängigkeit der Massenverteilung vom Ziel- und Zwischenkern

Bei konstantem U_Z zeigen zweihöckerige Massenverteilungen folgende Gesetzmäßigkeiten. Die Talsohle ist für Pu und schwerere Zielkerne etwas höher als für U und leichtere Zielkerne; in Fig. 4.221-4 verschwindet die Talsohle für Th^{232} und U^{238} bei $E_p \simeq 50$ MeV, für Pu^{239} schon bei $E_p \simeq 21$ MeV. Die tiefsten Talsohlen fand man demgemäß bei der spontanen Spaltung ($U_Z = 0$) von U^{238}.

Die Maxima werden mit zunehmendem A_t breiter (Fig. 4.221-1). Das rechte Maximum liegt nahe $A = 139$ (Fig. 4.221-1) und verschiebt sich mit wachsendem A_t nur sehr wenig nach rechts (To 56-1, Kr 58-1, Sm 58-2). Das linke Maximum dagegen verschiebt sich mit wachsendem A_t deutlich nach rechts. Das Quadrat des Abstands der Maxima hängt für thermische und spontane Spaltung linear von Z^2/A_Z ab (Sw 55-1) und ist am größten für die thermische Spaltung von Th^{229} (Sm 58-1).

Die Spaltung durch Neutronen mit solchen E_n, die Resonanzen von σ_f entsprechen (A. 1.32), sollte (wegen der anderen Spins der Zwischenkerne) eine andere Massenverteilung liefern als die thermische Spaltung (Bo 56-1, Wh 56-1). Für U^{233} und U^{235} wurde in Re 58-2 bzw. Ba 57-3 eine höhere, in Ro 58-1 eine tiefere Talsohle bei Spaltung durch Resonanzneutronen festgestellt. Die Diskrepanz ist noch ungedeutet.

4.23 Zielkern mit Z = 88 (Ra^{226})

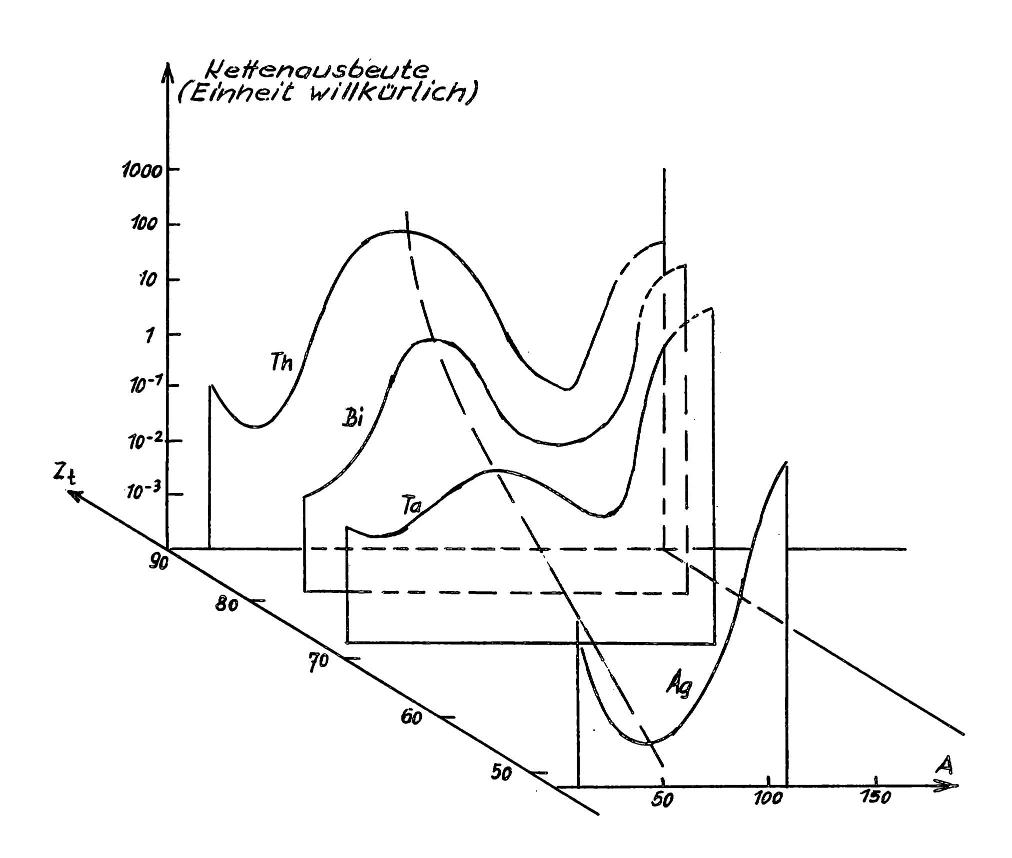
Auch für den Zielkern Ra^{226} scheint die Massenverteilung für kleine U_z zwei Maxima, für hinreichend große U_z ein Maximum zu haben. (Die Meßdaten (Fa 58-1) sind beschränkt, z.T. wird aus der Gestalt der Verteilung der Energie einzelner Spaltprodukte (No 58-1) auf die Gestalt der Massenverteilung geschlossen, vgl. A. 5.3.) Bei Spaltung durch α-Teilchen scheint der Übergang von zwei- zu einhöckeriger Kurve wie bei schwereren Zielkernen vor sich zu gehen (Fa 58-1). Bei Spaltung durch Bremsstrahlung und Protonen (Zwischenkerne Ra^{226} und Ac^{227}) jedoch treten im Übergangsbereich von U_Z Massenverteilungen mit drei etwa gleich hohen Maxima auf. Bei Spaltung durch Neutronen (No 58-1) und Deuteronen (Zwischenkerne Ra^{227} und Ac^{228}) scheinen drei Maxima vorzuliegen. Das Auftreten dreier Maxima

wird (am Beispiel der Spaltung durch Neutronen) durch die Überlagerung der Massenverteilungen für (n,f)- und (n,nf)-Reaktionen erklärt (No 58-1). Bei (n,f) hat der spaltende Kern ein höheres U_F als bei (n,nf); im ersten Fall soll die Massenverteilung ein Maximum, im zweiten Fall zwei Maxima aufweisen. Der Übergang von zwei zu drei Maxima und schließlich zu einem Maximum mit zunehmendem E_n wird durch geeignete Annahmen über die Abhängigkeit der $\bar{\Gamma}_f/\bar{\Gamma}_n$ der beteiligten Zwischenkerne von U_Z verständlich gemacht.

4.24 Zielkerne mit $Z \leq 83$

Die Massenverteilung hat stets nur ein Maximum. Sie verbreitert sich mit wachsendem E, das Maximum verschiebt sich dabei nach links (bei Bi^{209} von A = 103.5 nach A = 95, wenn E von 15 auf 390 MeV steigt), beides aus den gleichen Gründen wie bei schwereren Zielkernen. Bei Photospaltung ist die Massenverteilung besonders schmal.

Bei konstantem E verschiebt sich das Maximum der Massenverteilung mit fallendem Z_t nach links (Fig. 4.24); offenbar nimmt die Zahl emittierter leichter Teilchen mit fallendem Z_t zu. (Aus Tab. 1.432 geht dies nicht deutlich hervor.)
Fig. 4.24 gibt die Kettenausbeuten für Spaltungen und Spallationen an (die nicht scharf zu trennen sind); die Randmaxima der Massenverteilungen entsprechen Spallationen. Mit fallendem Z_t nimmt die relative Häufigkeit der Spallationen zu, das von Spaltungen herrührende Maximum verschwindet fließend.



Figur 4.24 Dreidimensionale Darstellung der Massenverteilungen für Spaltung und Spallation verschiedener Zielkerne durch 340-MeV-Protonen (nach Ea 56-1+)

4.3 Versuche zur Deutung der Massenverteilungen

Es gibt keine Theorie, die die Massenverteilung als Funktion der wesentlichen Parameter liefert. Die zweihöckerige Massenverteilung (die bevorzugt unsymmetrische Aufspaltung des Zwischenkerns bei kleinen U_Z) steht mit dem Tröpfchenmodell (Bo 39-1) in Widerspruch. Versuche einer Deutung wurden auf Grund verschiedener Ansätze und verschiedener Kernmodelle gemacht (Le 58-1+); ein Versuch (Rj 56-1) gründet sich auf eine erweiterte Theorie des Tunneleffekts.

Es wurde auch vorgeschlagen (Fa 58-1), einen symmetrischen und einen unsymmetrischen "fission mode" als grundsätzlich verschiedene Arten der Spaltung einzuführen. Verwandt damit ist die Feststellung, daß Schaleneffekte in manchen Zuständen des angeregten Zwischenkerns wesentlich sein könnten, in anderen nicht (In 58-1).

Wenn die Spaltung bei hohen E überwiegend emissiv (A. 1.451) erfolgt, so kann U_F allein nicht für die Gestalt der Massenverteilung maßgeblich sein. Es wurde daher vorgeschlagen, daß der Spin des spaltenden Kerns einen Einfluß auf die Massenverteilung haben könnte (Br 56-1), wie es für Spaltung durch Neutronen mit kleinen E_n nachgewiesen wurde (A. 4.222). Bei hohen E können spaltende Kerne mit hohem Spin entstehen; im Einklang damit wurde nachgewiesen, daß bei hohen E bevorzugt Spaltprodukte mit großem Spin, bei thermischer Spaltung bevorzugt Spaltprodukte mit kleinem Spin entstehen (Hi 55-1, Po 57-3). (Für spaltende Kerne mit großem Spin ist $\overline{\Gamma}_f/\overline{\Gamma}_\gamma$ größer als für Kerne mit kleinem Spin.)

4.4 Feinstruktur der Massenverteilung

Für $Z_t \gtrsim 90$ und $U_Z \lesssim 20$ MeV ist die Massenverteilungskurve nicht glatt, sondern zeigt bei diskreten A eine Feinstruktur, die im allgemeinen um so stärker ausgeprägt ist, je kleiner U_Z ist. Sie wird durch Schaleneffekte in den Bruchstücken oder Spaltprodukten verursacht: Wenn A' eine Massenzahl bedeutet, die magischem N oder Z entspricht, so werden die Kettenausbeuten für A = A' sehr groß (Wi 53-1), für A = A' + 1, A' + 3, A' + 5 usw. sehr klein (wegen kleinen B_n und daher bevorzugter Neutronenverdampfung) (St 56-2+) sein. Einen geringeren Einfluß können die Emission verzögerter Neutronen im Anschluß an β-Übergänge (Pe 55-2, Ke 58-1) und Neutronenabsorption durch Spaltprodukte (Pe 55-2) haben.

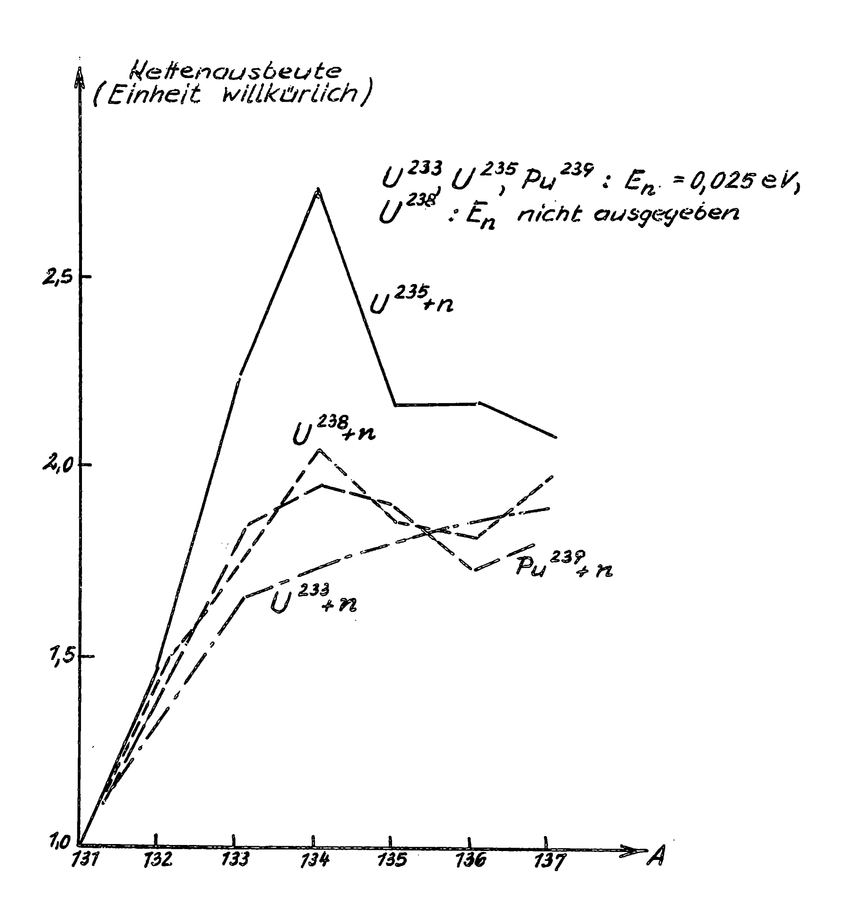
Arbeiten, in denen Feinstrukturen untersucht werden, weist Tab. 4.4 nach.

Die auffallendste Feinstrukturspitze tritt bei A = 134 (N = 82) auf (Fig. 4.4). Sie ist am höchsten bei spontaner Spaltung von Cm^{242} (St 54-1) und verschwindet fast bei thermischer Spaltung von U^{233} (St 54-3); letzteres hat sich bisher nicht erklären lassen. Die Feinstruktur bei A_s = 134 hat eine Feinstruktur bei $A_l = A_Z - 134 - \bar{\nu}$ zur Folge, die für spontan spaltendes Cm^{242} (A_l = 105)

Tabelle 4.4 Zusammenstellung der Arbeiten über Feinstruktur der Massenverteilung

Zahlen in Klammern: E/MeV,
bei Photospaltung: E_e/MeV;
th: thermische Spaltung

Spaltprozeß	Literatur
Cf^{252} spontan	Gl 55-2
Cm^{242} spontan	St 54-1
Pu^{239} + n	St 49-1 (th)
U^{238} + n	To 56-1+
U^{238} + d	Wi 54-1 (15)
U^{238} + γ	Ri 54-1 (9-14)
	Sc 54-1 (7-300)
U^{235} + n	Th 47-1 (th)
	St 49-1 (th)
	Gl 51-2 (th)
	Pe 55-2 (th)
	Ba 56-1 (th)
	St 56-2 (th)
U^{235} + d	Wi 54-1 (15)
U^{233} + n	St 49-1 (th)
	St 54-3 (th)
Th^{232} + p	Te 52-1
Th^{232} + γ	Va 58-4 (10)



Figur 4.4 Feinstruktur der Massenverteilung in der Umgebung von A = 134 für verschiedene Spaltprozesse (nach To 56-1+)

und thermisch gespaltenes U^{235} (A_l = 100) und U^{233} (A_l = 99) nachgewiesen wurde (St 54-1, Gl 51-2 bzw. St 54-3).

Feinstrukturen bei A = 130 (Z = 50) und A = 84 (N = 50) sind weniger genau untersucht. Die zur Feinstruktur bei A = 130 komplementäre Feinstruktur tritt erst bei höheren U_Z auf (Wi 54-1). Dagegen wurde die bei thermischer Spaltung von U^{235} deutlich ausgeprägte Feinstruktur bei A = 134 nicht mehr gefunden für E_n = 14 MeV (Wa 55-1).

Die bei der thermischen Spaltung von U^{235} auftretende Feinstruktur ist ausführlich diskutiert worden (Pe 55-2); für alle übrigen Spaltprozesse macht die Deutung angesichts der noch zu geringen Meßgenauigkeit große Schwierigkeiten (To 56-1).

Die indirekt gemessenen (aus Energie- und Geschwindigkeitsmessungen abgeleiteten) Massenverteilungen (A. 4.1 und 5.21) zeigen keine Feinstruktur, weil die durch Meßauflösung und Umrechnung bedingte Genauigkeit zu klein ist. In einem v_s-v_l-Schichtliniendiagramm (A. 5.21) selbst jedoch wurde (für spontan spaltendes Cf^{252}, Mi 58-1) eine Verbiegung der Schichtlinien festgestellt, als deren Ursache ein Schaleneffekt (A' = 132 = 50 + 82) vermutet wird. Geschwindigkeitsmessungen an abgebremsten Spaltprodukten (Le 54-1) ergaben eine Feinstruktur in der Verteilung der Geschwindigkeit einzelner Spaltprodukte, die auf eine Feinstruktur der Massenverteilung zurückgeführt wurde.

5. Kinetische Energie der Spaltprodukte

5.1 Die kinetische Energie im Rahmen der Energiebilanz

Die kinetische Energie $T_L + T_S$ der Bruchstücke scheint im wesentlichen von der Coulombenergie zwischen den Bruchstücken (wenn diese schon vorhanden, aber noch nicht getrennt sind) herzurühren. $T_L + T_S$ ist nämlich von U_Z nahezu unabhängig (A. 5.43 und 5.5). Die Deformationsenergie der Bruchstücke (wenn diese schon vorhanden, aber noch nicht getrennt sind) würde sich dann in Anregungsenergie umsetzen. Nach dieser Umsetzung seien U_L und U_S die Anregungen der Bruchstücke.

Die bei der Spaltung frei werdende Energie sei

$$F = T_L + T_S + U_L + U_S. \qquad (5.1\text{-}1)$$

F enthält nicht die Energie von etwa vor der Spaltung emittierten leichten Teilchen (A. 1.33 und 1.43), nicht die Energie, die durch β- oder K-Prozesse oder Emission verzögerter Neutronen seitens der Spaltprodukte frei wird, wohl aber die an sich nicht "frei" werdende Bindungsenergie der prompten Neutronen.

$U_L + U_S$ liefert die Energie für die Emission prompter Neutronen und Gammastrahlen:

$$U_L + U_S = \sum B_n + \sum T_n + \sum T_\gamma. \qquad (5.1\text{-}2)$$

Dabei ist angenommen, daß die Spaltprodukte (Bruchstücke nach Emission der prompten Neutronen) in den Grundzustand übergehen, während sie prompte Gammastrahlung emittieren, daß also β- und K-Prozesse vom Grundzustand aus erfolgen. Abweichungen von dieser Annahme hätten keine großen Fehler zur Folge, weil die Anregungen isomerer Kerne klein gegen $U_L + U_S$ sind.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit kann man oft $T_L + T_S = T_l + T_s$ setzen:

$$F = T_l + T_s + U_L + U_S. \qquad (5.1\text{-}3)$$

Andererseits ist bei Gültigkeit von Gl. 5.1-2

$$F = \begin{cases} c^2\,(M_Z - M_L - M_S) & \text{für spontane Spaltung,} \\ c^2\,(M_Z - M_L - M_S) + E_n + B_n & \text{für Spaltung durch Neutronen.} \end{cases} \qquad (5.1\text{-}4)$$

Die Massen sind diejenigen der Grundzustände der Kerne (tabelliert z.B. in Ca 57-1).

Bei der Aufstellung der Massenzahl- und Impulsbilanz sind meist folgende Näherungen zulässig:

$$A_l + A_s + \bar{\nu} = A_z, \qquad (5.1\text{-}5)$$

$$A_l v_l = A_s v_s . \qquad (5.1\text{-}6)$$

(Man schreibt Gl. 5.1-6 für Spaltprodukte statt für Bruchstücke an.) Die Gleichungen gelten unter der weiteren Einschränkung, daß E so klein ist, daß der Geschoßimpuls vernachlässigbar ist und ein Zwischenkern gebildet wird. Es folgt noch

$$A_l T_l = A_s T_s. \qquad (5.1\text{-}7)$$

Auf Grund vorstehender Gleichungen kann man für ein Paar komplementärer Spaltprodukte aus den Geschwindigkeiten die Massen und Energien, aus den Energien die Massen und Geschwindigkeiten berechnen.

5.2 Gemessene Energiegrößen und ihr Zusammenhang

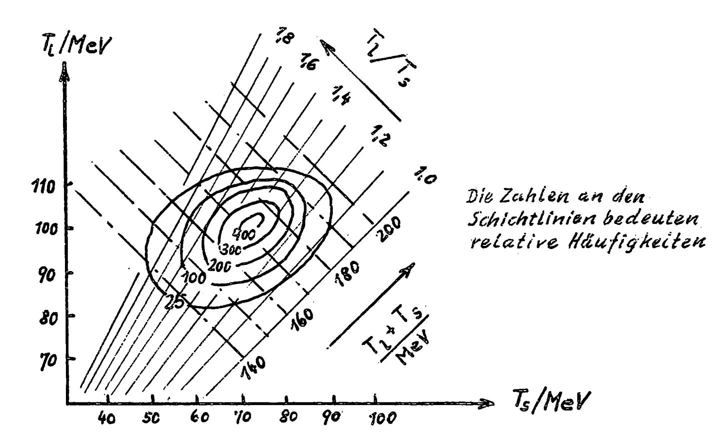
5.21 Messungen an komplementären Spaltproduktpaaren

Messungen von T_l und T_s an komplementären Spaltproduktpaaren werden in Schichtliniendiagrammen dargestellt (Fig. 5.21-1). Die Schichtlinien sind Kurven gleicher Häufigkeit von Spaltproduktpaaren mit Energien zwischen T_l und $T_l + dT_l$ bzw. T_s und $T_s + dT_s$. Die Schar schräg steigender Geraden besteht aus Linien konstanten T_l/T_s; für hinreichend kleines E_n (A. 5.1) sind das gleichzeitig Linien konstanten A_s/A_l (Gl. 5.1-7) und damit konstanten A_s und A_l (Gl. 5.1-5). Die Schar schräg fallender Geraden besteht aus Linien konstanten $T_l + T_s$.

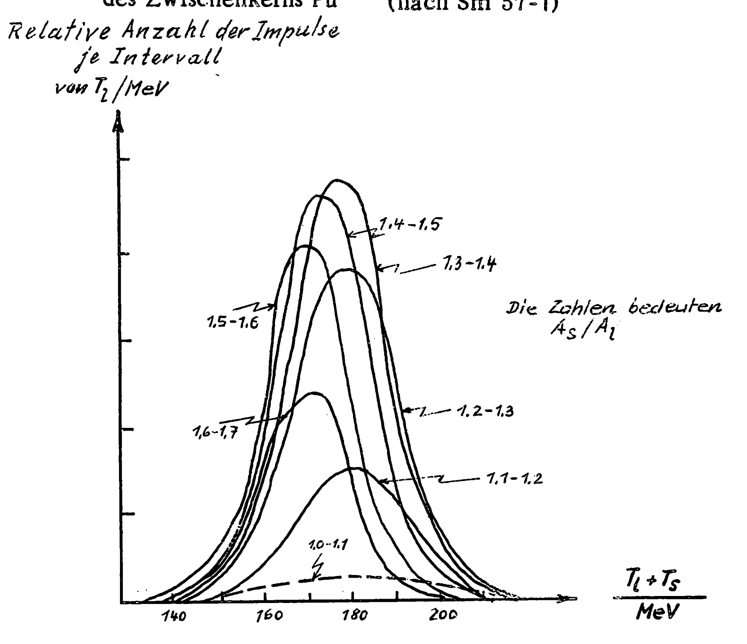
Schneidet man das (dreidimensional gedachte) Schichtliniendiagramm mit einer zur Zeichenebene senkrechten Ebene längs einer Geraden T_l/T_s = const, so ergibt sich (bei hinreichend kleinem E_n) die Verteilung von $T_l + T_s$ für ein festes A_s/A_l. Eine solche Verteilung ist in Fig. 5.21-2 dargestellt. Der Wert von $T_l + T_s$ am Maximum ist die wahrscheinlichste kinetische Gesamtenergie $\langle T_l + T_s \rangle$ für dieses A_s/A_l; außerdem läßt sich für jedes A_s/A_l die mittlere kinetische Gesamtenergie $\overline{T_l = T_s}$ berechnen. Durch Mittelung von $\overline{T_l + T_s}$ über alle A_s/A_l, gewichtet mit der Häufigkeit des jeweiligen A_s/A_l (der Fläche unter der Verteilungskurve), ergibt sich die mittlere kinetische Gesamtenergie $\overline{\overline{T_l + T_s}}$ aller Spaltproduktpaare.

Läßt man die Unterscheidung zwischen T_l und T_s fallen, betrachtet also nur die Häufigkeit gemessener Energien zwischen T und T + dT als Funktion von T, so erhält man die Verteilung der Energie T einzelner Spaltprodukte (Fig. 5.3).

Nach A. 5.1 lassen sich aus T_l und T_s die Größen A_l, A_s, v_l, v_s und damit die Verteilungen der Größen A (primäre Massenverteilung, vgl. A. 4.1) und v



Figur 5.21-1 Schichtliniendiagramm für die thermische oder spontane Spaltung des Zwischenkerns Pu^{242} (nach Sm 57-1)



Figur 5.21-2 Verteilung der kinetischen Gesamtenergie für verschiedene feste Massenzahlverhältnisse bei der thermischen oder spontanen Spaltung des Zwischenkerns Pu^{242} (nach Sm 57-1)

(Geschwindigkeitsverteilung) bestimmen. Messungen von v_l und v_s werden in ähnlichen Schichtliniendiagrammen dargestellt, deren Koordinaten v_l und v_s sind. Nach A. 5.1 kann man sie in T_l-T_s-Schichtliniendiagramme umrechnen und damit ebenfalls alle oben genannten Größen erhalten.

5.22 Messungen an Spaltprodukten ohne Berücksichtigung ihres paarweisen Entstehens

Messungen von T liefern nur die Energieverteilung für einzelne Spaltprodukte, Messungen von v nur die Geschwindigkeitsverteilung für einzelne Spaltprodukte. Letztere wurde auf diese Art nur für die thermische Spaltung von U^{233}, U^{235} und Pu^{239} bestimmt (Le 52-1).

5.23 Messungen an Spaltprodukten fester Massenzahl

Messungen von T_l für festes A_l liefern nach A. 5.1 A_s und T_s und damit die Verteilung von $T_l + T_s$ für ein festes A_s/A_l.

5.3 Verteilung der kinetischen Energie einzelner Spaltprodukte

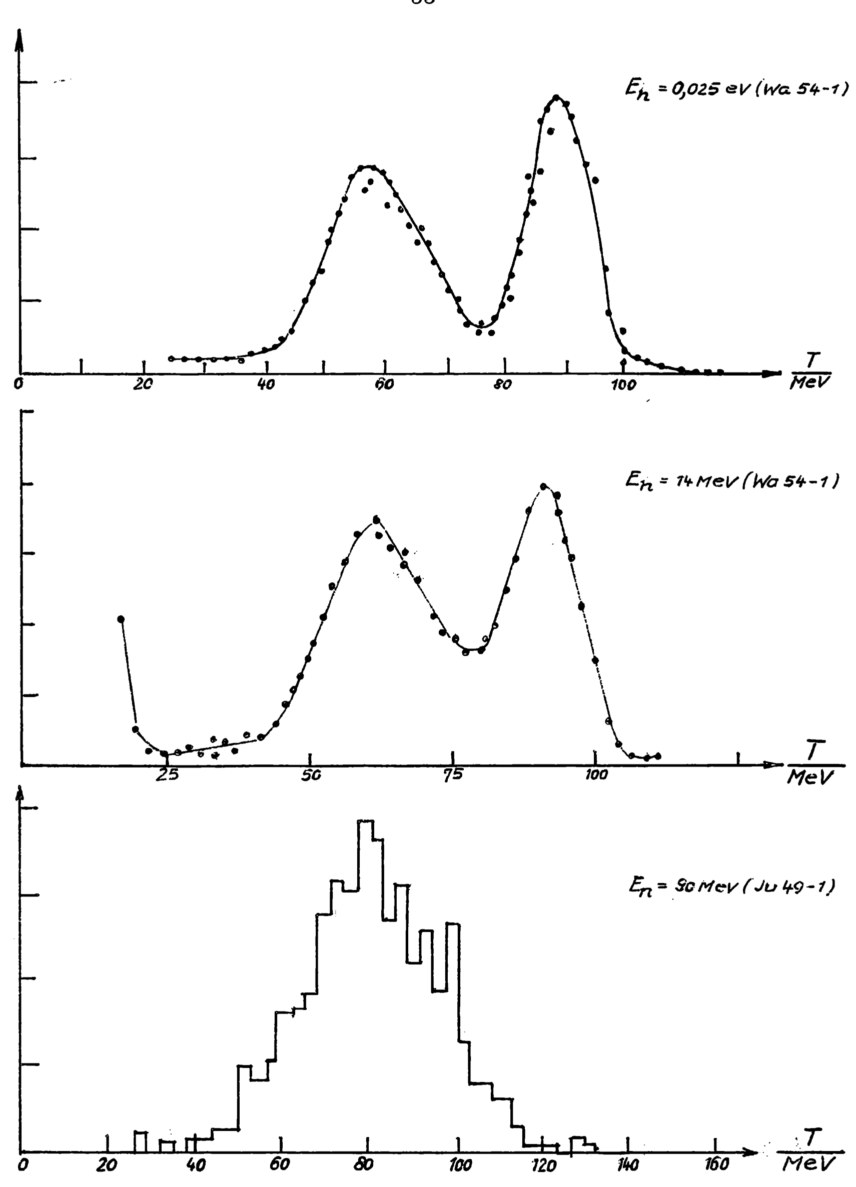
Tab. 5.3 gibt eine Übersicht über gemessene Energieverteilungen sowie über gemessene Reichweiteverteilungen, soweit sie als Ersatz für Energieverteilungen interpretiert wurden.

Die Gestalt der Energieverteilung für verschiedene E zeigt Fig. 5.3. Der Übergang von einer zweihöckerigen Kurve zu einer einhöckerigen mit wachsendem E spiegelt die gleichlaufende Veränderung der Massenverteilung wider (A. 4.221). Der gleiche Übergang vollzieht sich beim Zielkern Ra^{226} in dem weitaus engeren E_n-Bereich von 3 bis 15 MeV (No 58-1).

Für $U_Z \lesssim 5$ MeV ist die Abhängigkeit der Energieverteilung von U_Z sehr gering. So unterscheiden sich die Energieverteilungen für thermisch gespaltenes Pu^{239} und spontan spaltendes Pu^{240} (Se 54-1, Mo 58-1) und für thermisch gespaltenes Pu^{241} und spontan spaltendes Pu^{242} (Sm 57-1) nicht merklich.

Bei konstantem U_Z oder E zeigt die Energieverteilung ebensowenig eine starke Abhängigkeit von A_t und Z_t (für $Z_t \geq 90$) wie die Massenverteilung. Dies geht deutlich aus Schichtliniendiagrammen für die spontane Spaltung von Pu^{242}, Cm^{242} und Cf^{252} hervor.

Bei Photospaltung (Ko 56-1) unterscheidet sich die Energieverteilung nicht grundsätzlich von der Energieverteilung bei Spaltung durch Neutronen bei vergleichbaren U_Z (Ju 49-1, Wa 54-1).



Figur 5.3 Verteilungen der kinetischen Energie einzelner Spaltprodukte bei der Spaltung von U^{235} durch Neutronen verschiedener Energien. Die Ordinaten geben die relativen Anzahlen der Impulse je Intervall von T

Wenn auch eine einhöckerige (zweihöckerige) Energieverteilungskurve einer einhöckerigen (zweihöckerigen) Massenverteilungskurve entspricht, so ist doch keineswegs die zweihöckerige Energieverteilung näherungsweise eine Umkehrung der zweihöckerigen Massenverteilung: Ein sehr schweres Spaltprodukt entsteht gemeinsam mit einem sehr leichten Spaltprodukt; ein schweres Spaltprodukt mit überdurchschnittlichem T_s ist (nach Fig. 5.21-1) vorzugsweise mit einem leichten Spaltprodukt mit überdurchschnittlichem T_l gepaart.

Bei der Interpretation der Verteilung von Reichweiten einzelner Spaltprodukte in Photoemulsionen wird angenommen, daß die Anzahl der Maxima bei Reichweite-, Energie- und Massenverteilung übereinstimmt und daß eine schmale (breite) Reichweiteverteilung einer schmalen (breiten) Energie- und Massenverteilung entspricht. Unter diesen Annahmen führen die Reichweitemessungen zu ähnlichen Ergebnissen wie Messungen der Massenverteilung bei den gleichen hohen E (A. 4.221 und 4.24): Für die Zielkerne U^{238} und Bi^{209} wächst die Wahrscheinlichkeit symmetrischer Aufspaltung mit wachsendem U_k bis U_k = 60 bis 100 MeV; für höhere U_k wird die Reichweiteverteilung breiter (Pe 55-1, Ša 55-2). Die Reichweiteverteilungen für die Spaltung von U durch 350-MeV-Protonen (Iv 56-2, Iv 57-1), 280-MeV-π^+-Mesonen und langsame π^--Mesonen (Be 55-1, Pe 55-1, Pe 55-4, Iv 56-3, Iv 57-1) sind einhöckerig und nahezu gleich (Iv 58-1, Iv 58-2). Auch bei sehr leichten Zielkernen (Ag, Br) und hohen Teilchenenergien (E_p = 300 bis 660 MeV) hat die Reichweiteverteilung ein ähnliches Aussehen wie die Massenverteilung (A. 4.24): Den Spaltungen entspricht ein Maximum, den Spallationen entsprechen zwei Randmaxima (Ša 58-1).

Eine systematische Besprechung der Reichweiten von Spaltprodukten in Bremssubstanzen ist nicht Gegenstand dieser Arbeit.

5.4 Verteilung der kinetischen Gesamtenergie $T_l + T_s$ für festes A_s/A_l

5.41 Breite der Verteilung

Die Breite der Verteilung als Funktion von A_s/A_l läßt sich aus allen Messungen von T_l und T_s oder v_l und v_s ermitteln. (Tab. 5.3); für einzelne A wurde sie außerdem für thermische Spaltung von U^{235} (Co 56-1) und die Spaltung von U^{233} und U^{235} durch Spaltneutronen (Go 56-1) gemessen. In Fig. 5.21-2 ist die Verteilung in Abhängigkeit von A_s/A_l für die Spaltung des Zwischenkerns Pu^{242} dargestellt.

Für die Breite der Verteilung wurden 8 bis 13% von $\langle T_l + T_s \rangle$ gemessen; die Breite hängt vom spaltenden Kern und von A_s/A_l anscheinend nicht systematisch ab, nur für Cf^{252} wurde ein schwaches Minimum der Breite bei dem wahrscheinlichsten A_s/A_l beobachtet (Mi 58-1). Die statistische Theorie (Fo 56-1) liefert für die Breite den zu kleinen Wert von 6% von $\langle T_l + T_s \rangle$.

Tabelle 5.3 Übersicht über Messungen der Verteilungen von Energie und Reichweite einzelner Spaltprodukte

Zahlen in Klammern: E/MeV,
bei Photospaltung: E_e/MeV;
th: thermische Spaltung

Spaltprozeß	Messung von T_l, T_s an komplementären Spaltproduktpaaren	Messung von v_l, v_s an komplementären Spaltproduktpaaren	Messung von T für einzelne Spaltprodukte	Messung der Verteilung der Reichweite
Fm^{254} spontan	Sm 58-2			
Cf^{252} spontan	Sm 56-1 Hi 57-1 Bo 58-2	Mi 58-1 St 58-3		
Cm^{244} spontan	Sm 58-2			
Cm^{242} spontan	Sm 58-2		Sh 50-1 Ha 51-1	
Pu^{242} spontan	Sm 57-1			
Pu^{241} + n	Sm 57-1 (th)			
Pu^{240} spontan	Mo 58-1		Se 54-1	
Pu^{239} + n	Br 50-2 (th) Mo 58-1 (th)	St 57-1 (th)	Se 54-1 (th) Wa 54-1 (th; 14)	
U^{238} + n			Ju 49-1 (45; 90) Wa 54-1 (2,5; 14)	Be 55-1 (150-380)
U^{238} + p				Pe 55-1 (460; 660) Ša 55-2 (660) Iv 56-2 (140-660) Iv 57-1 (140-660) De 58-1 (350)
U^{238} + π^+				De 58-1 (280) Iv 58-1 (280) Iv 58-2 (280)
U^{238} + π^-				Be 55-1 (langsam) Pe 55-1 (langsam) Pe 55-4 (langsam) De 58-1 (langsam)
U^{238} + γ			Ko 56-1 (17,7)	Be 55-1 (30-250)
U^{238} spontan	Ko 58-4		Wh 50-1	
U^{235} + n	Br 50-1 (th) Wa 54-1 (14)	St 57-1 (th)	Fo 47-1 (th) Ju 49-1 (90) Fr 51-1 (2,5; 14) Wh 50-1 (th) Wa 54-1 (th; 14)	
U^{233} + n	Br 50-1 (th) Fr 54-1 (th)	St 57-1 (th)		
Th^{232} + n			Ju 49-1 (45; 90)	
Th^{232} + γ			Ko 56-1 (17,7)	
Th^{229} +n	Sm 58-1 (th)			
Ra^{226} + n			No 58-1 (4-21)	
Bi^{209} + n			Ju 49-1 (90)	
Bi^{209} + p				Pe 55-1 (460; 660) Ša 55-2 (660)
Bi^{209} + π^-				Pe 55-1 (langsam)
W + p				Pe 55-1 (460; 660) Ša 55-2 (660)
W + π^-				Pe 55-1 (langsam)
Ag, Br + p				De 58-1 (180-660) Ša 58-1 (300-660)

5.42 Deutung der Verteilung

Die einfachste Deutung würde darauf beruhen, daß zu festen A_L, A_S mehrere Kombinationen Z_L, Z_S möglich sind, die zu verschiedenen Werten der Coulombenergie und damit (A. 5.1) von $T_L + T_S$ führen: $U_L + U_S$ wird als konstant angenommen (Br 49-1); F ist durch Gl. 5.1-4 festgelegt, so daß nunmehr die Verteilungen von $T_l + T_s$ und der Kernladung (A. 7.1) einander über Gl. 5.1-3 eindeutig bestimmen. Rechnungen ergaben aber, daß die aus der $(T_l + T_s)$-Verteilung folgende Ladungsverteilung völlig unvereinbar mit der gemessenen Ladungsverteilung ist (Br 49-1, mit neueren Energiewerten: Mi 56-1) und daß umgekehrt aus der gemessenen Ladungsverteilung eine viel zu schmale $(T_l + T_s)$-Verteilung folgt (Mi 56-1). Die $(T_l + T_s)$-Verteilung muß also in erster Linie von Schwankungen der Anregung $U_L + U_S$ herrühren.

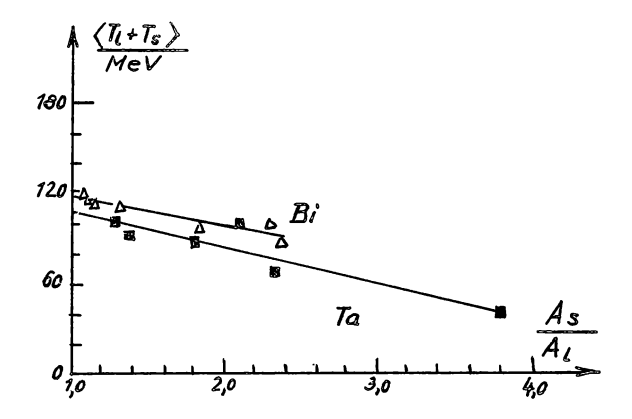
Schwankungen von $U_L + U_S$ entsprechen Schwankungen der in Gestalt prompter Neutronen und Gammastrahlen abgegebenen Energie (Gl. 5.1-2). So wurde eine Beziehung zwischen $U_L + U_S$ und der Wahrscheinlichkeit für die Emission von genau ν Neutronen aufgestellt (unter der Annahme, daß $U_L + U_S$ eine Verteilung hat, die sich aus Gl. 5.1-3 und 5.1-4 ergibt, und daß die Neutronen isotrop aus den Bruchstücken verdampfen, Le 56-2). Legt man diejenige Verteilung von $U_L + U_S$ zugrunde, die über Gl. 5.1-3 die gemessene Breite der $(T_l + T_s)$-Verteilung (Br 50-1) liefert, so folgt die Wahrscheinlichkeit für die Emission von genau ν Neutronen als Funktion von ν in befriedigender Übereinstimmung mit Messungen (A. 8.23, Fig. 8.23).

Eine ähnliche Rechnung (Co 56-2) ergibt folgendes: Wenn man die gemessene Wahrscheinlichkeit für die Emission von genau ν Neutronen als Funktion von ν durch eine Verteilung von $U_L + U_S$ erklären will, so folgt eine Breite der $(T_l + T_s)$-Verteilung von 11% von $\langle T_l + T_s \rangle$. Der in Co 56-2 gemessene Wert beträgt 11,4% von $\langle T_l + T_s \rangle$.

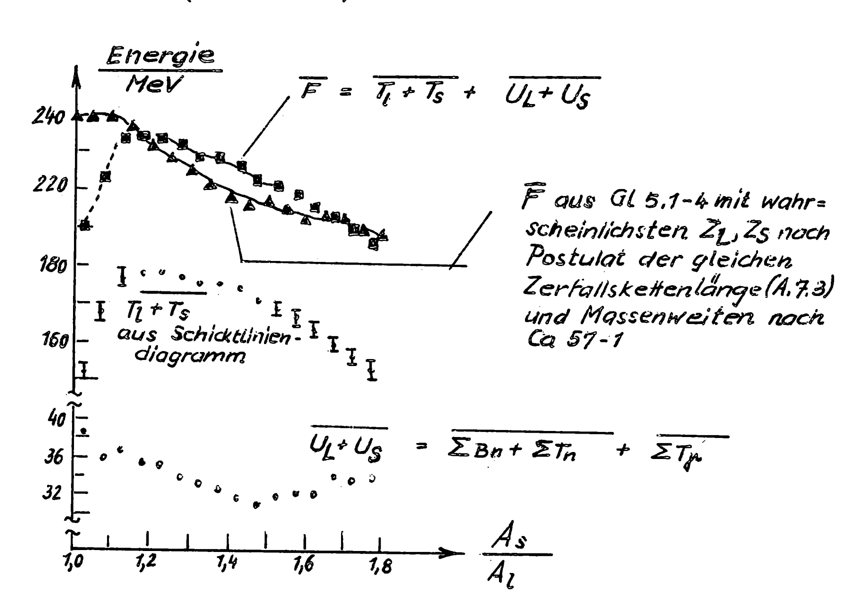
5.43 Wahrscheinlichste und mittlere Gesamtenergie

$\langle T_l + T_s \rangle$ und $\overline{T_l + T_s}$ sind nur wenig verschieden und werden oft nicht streng auseinandergehalten. Sie sollten mit abnehmendem A_s/A_l wachsen, wenn $T_l + T_s$ aus der Coulombenergie zwischen den Bruchstücken stammt (A. 5.1): Die Coulombenergie ist proportional $Z_L Z_S$, und dieses Produkt hat unter der Bedingung $Z_L + Z_S =$ = const ein Maximum für $Z_L = Z_S$, also für symmetrische Aufspaltung.

Tatsächlich liegt das Maximum von $\langle T_l + T_s \rangle$ nur bei hohen $E \gtrsim 20$ MeV bei $A_s/A_l = 1$; dies zeigt Fig. 5.43-1 für die Spaltung von Ta und Bi durch 450-MeV-Protonen (Po 57-2). Auf ein Maximum von $T_l + T_s$ bei $A_s/A_l = 1$ für die Spaltung von U^{238} durch 18-MeV-Deuteronen und 335-MeV-Protonen läßt der Verlauf der Reichweite der Spaltprodukte in Abhängigkeit von A_s/A_l schließen (Do 54-1).



Figur 5.43-1 Wahrscheinlichste kinetische Gesamtenergie in Abhängigkeit vom Massenzahlverhältnis für die Spaltung von Bi und Ta durch 450-MeV-Protonen (nach Po 57-2)



Figur 5.43-2 Mittlere Energiegrößen (gemittelt wie $\overline{T_l + T_s}$) in Abhängigkeit vom Massenzahlverhältnis für die spontane Spaltung von Cf^{252} (nach St 58-3).

Bei thermischer und spontaner Spaltung liegt das Maximum von $\overline{T_l + T_s}$ bei $A_s/A_l \simeq 1,2$. Dies zeigt Fig. 5.43-2 für Cf^{252} (St 58-3, ähnlich Hi 57-1 und Mi 58-1). Entsprechendes ergab sich für die thermische Spaltung von Th^{229} (Sm 58-1), U^{233} und U^{235} (Br 50-1, St 57-1) und Pu^{239} (Br 50-2, St 57-1). Auf etwa gleiche Lage des Maximums kann aus dem Verlauf der Reichweite der Spaltprodukte in Abhängigkeit von A_s/A_l geschlossen werden (thermische Spaltung von Pu^{239}, Ka 48-1).

Theoretisch ist diese Lage des Maximums bisher nicht erklärt. In Fig. 5.43-2 ist $\overline{F}$ (gemittelt wie $\overline{T_l + T_s}$), einmal nach Gl. 5.1-3, das andere Mal nach Gl. 5.1-4 berechnet, als Funktion von A_s/A_l eingetragen. Für $A_s/A_l > 1,1$ stimmen beide Kurven befriedigend, für $A_s/A_l < 1,1$ gar nicht überein. Vorgeschlagene Erklärungen sind bisher nur die Abhängigkeit der Meßauflösung von A_s/A_l (Mi 56-1) und große systematische Meßfehler bei den sehr seltenen nahezu symmetrischen Spaltprodukten (St 58-3).

$\overline{U_L + U_S}$ (gemittelt wie $\overline{T_l + T_s}$) zeigt beim wahrscheinlichsten $A_s/A_l \simeq 1,35$ kein Maximum (Fig. 5.43-2). Dies steht in Widerspruch mit der statistischen Theorie (Fo 56-1).

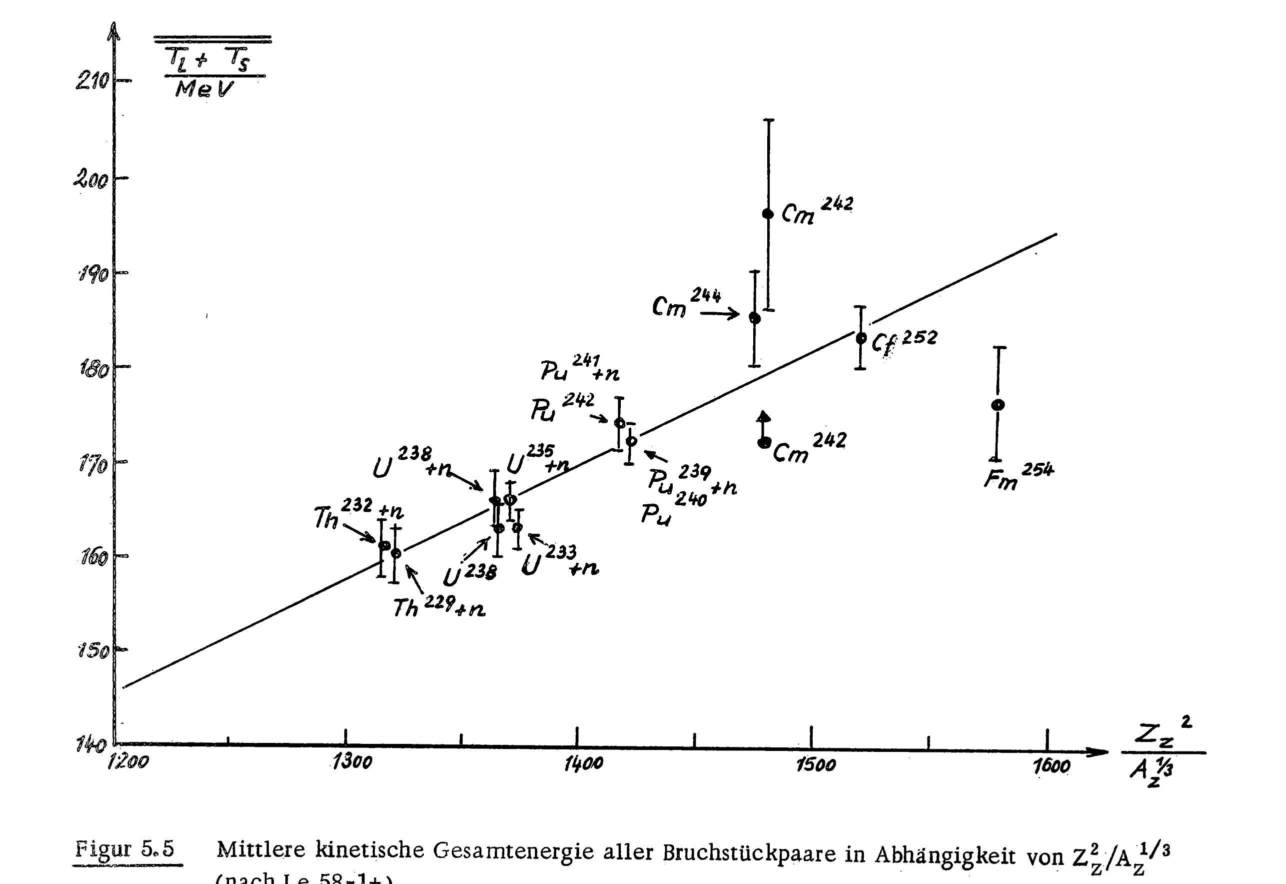
Bei einem festen Zielkern nimmt $\langle T_l + T_s \rangle$ etwas ab, wenn E von 50 auf 450 MeV steigt (Su 56-1).

5.5 Mittlere kinetische Gesamtenergie aller Spaltproduktpaare

Es wird manchmal $\overline{\overline{T_l + T_s}}$, manchmal $\overline{\overline{T_L + T_S}}$, manchmal eine nicht näher definierte "wahrscheinlichste" kinetische Gesamtenergie angegeben; die Werte unterscheiden sich nicht wesentlich.

$\overline{\overline{T_l + T_s}}$ nimmt, im großen gesehen, mit wachsendem Z_t zu (Sm 58-2 für $Z_t \geq 90$, Ju 49-1 und Po 57-2 für $Z_t \leq 90$). Die Coulombenergie zwischen den Bruchstücken nimmt ja in gleicher Richtung zu. Für $90 \leq Z_z \leq 98$ hängt $\overline{\overline{T_l + T_s}}$ halbwegs linear von $Z^2/A_z^{1/3}$ ab (Fig. 5.5 nach Le 58-1+; Sm 57-1). $\overline{\overline{T_l + T_s}}$ als Funktion von Z^2/A_Z (Sm 58-2) ergibt für $90 \leq Z \leq 98$ eine steigende Kurve, dann jedoch einen Abfall nach Z = 100 (Fm^{254}). Das Maximum bei Z = 98 ist begleitet von einem plötzlichen Anstieg des wahrscheinlichsten A_s und einer Diskontinuität in der α-Zerfalls-Systematik. Es wird auf eine magische Zahl (N = 152) geschlossen (vgl. A. 3.2).

Bei einem festen Zielkern ist $\overline{\overline{T_l + T_s}}$ nur sehr schwach von E abhängig (Wa 54-1). Anscheinend nimmt $\overline{\overline{T_l + T_s}}$ mit wachsendem E etwas ab (Ju 49-1).



Figur 5.5 Mittlere kinetische Gesamtenergie aller Bruchstückpaare in Abhängigkeit von $Z_Z^2/A_Z^{1/3}$ (nach Le 58-1+)

6. Anisotropie der Bruchstückemission

6.1 Einführung

Die Bruchstücke fliegen bei $E \gtrsim 1$ MeV i.a. nicht isotrop auseinander. Ist φ der Winkel zwischen der Richtung des Geschoßstrahls und der Flugrichtung der Spaltprodukte, so hat φ eine Verteilung, die sich meist durch $a + b\cos^2\varphi + c\cos^4\varphi$ (bevorzugte Emission unter $\varphi = 0$ oder 180°) oder $a + b\sin^2\varphi + c\sin^4\varphi$ (bevorzugte Emission unter $\varphi = 90^\circ$) mit nicht negativen a, b, c wiedergeben läßt. Oft werden die Verteilungen mit $c = 0$ hinreichend genau angenähert; dann dient b/a als Maß für die Anisotropie. Andernfalls ist Maß der Anisotropie die Anzahl $L(0^\circ)$ der unter $\varphi = 0$ emittierten Spaltprodukte, geteilt durch die Anzahl $L(90^\circ)$ der unter $\varphi = 90^\circ$ emittierten Spaltprodukte, oder ein ähnliches Verhältnis. Manchmal wird nicht φ benutzt, sondern der auf eine Ebene (Photoplatte) projizierte Winkel (Lo 55-1, Pe 55-1, Os 56-1, Ba 57-1, Ba 58-1). Da die Ergebnisse nur qualitativ diskutiert werden, wird diese Abweichung im folgenden nicht beachtet.

Das Bestehen der Anisotropie weist (wenn ein Zwischenkern gebildet wird) auf eine Kopplung zwischen den Richtungen der Geschosse und der Deformationsachse des Zwischenkerns hin; die Kopplung muß (wegen der Zwischenkernbildung) über den Bahndrehimpuls $l\hbar$ der Geschosse bezüglich des Zielkerns erfolgen (Er 58-1).

Tab. 6.1 gibt einen Überblick über ausgeführte Messungen. I.a. ist die Winkelverteilung symmetrisch bezüglich der Richtung $\varphi = 90^\circ$ (vgl. obige analytische Formen der Winkelverteilungen) (Co 55-1, Pr 58-2). Nur für die Spaltung von Np^{237} durch Neutronen wurden für $\varphi = 0$ (in Richtung der Geschosse) merklich mehr schwere Spaltprodukte nachgewiesen als für $\varphi = 180^\circ$ (Br 55-1).

6.2 Abhängigkeit der Winkelverteilung von der Art des Geschosses

Bei Photospaltung ist Richtung bevorzugter Emission (wenn überhaupt eine Anisotropie vorliegt) $\varphi = 90^\circ$. Die Winkelverteilung läßt sich durch $a + b\sin^2\varphi + c\sin^4\varphi$ annähern (Re 55-1, Ba 57-1, Ba 58-1); anderen Autoren genügt diese Verteilung mit $c = 0$ (Wi 56-1, Fa 58-2, Ka 58-1). $c > 0$ bedeutet merkliche Quadrupolabsorption; sie scheint am stärksten bei $E_\gamma \simeq 7{,}5$ MeV zu sein (Ba 58-1). Die Dipolabsorption überwiegt jedoch stets. Warum manchmal Quadrupolabsorption gefunden wurde, manchmal nicht, ist nicht ganz klar. Nur ein Teil der Diskrepanzen läßt sich durch Unterschätzen der statistischen Meßschwankungen erklären (Fa 58-2).

Bei Spaltung durch Teilchen ist (für $E \lesssim 50$ MeV) Richtung bevorzugter Emission $\varphi = 0$; die Verteilung hat die Gestalt $a + b\cos^2\varphi + c\cos^4\varphi$ (Br 54-1, Br 55-1, Co 58-2).

Bei Photospaltung von U^{235} (Wi 56-1, Ka 58-1) und U^{233}, Np^{237}, Pu^{239} und Am^{241} (Ka 58-1) sind die Spaltprodukte isotrop verteilt; bei Spaltung der gleichen Zielkerne durch Teilchen ist dies bei vergleichbaren U_Z nicht der Fall, vielmehr ist $\varphi = 0$ bevorzugt (Br 55-1, Co 58-2).

Bei festem Zielkern nimmt die Anisotropie mit wachsender Geschoßteilchenmasse zu (Fig. 6.2).

6.3 Abhängigkeit der Winkelverteilung vom Zielkern, von dessen Spin und von Z_Z^2/A_Z

Für ein festes Geschoß fester Energie nimmt die Anisotropie mit wachsendem A_Z und Z_Z i. a. deutlich ab (für Photonen: Wi 56-1, Ka 58-1; für Neutronen: Br 54-1, Pr 58-3; für Protonen, Deuteronen und α-Teilchen: Co 58-2; für Protonen sehr hoher Energie (450 MeV): Po 57-2). Als Beispiel zeigt Fig. 6.2 die Anisotropie für die Spaltung von sieben Zielkernen durch Deuteronen und α-Teilchen als Funktion von Z_Z^2/A_Z nach Co 58-2. Der Versuch einer Deutung, auch der Ausnahme (Ra^{226}) wird in A. 6.6 mitgeteilt. Im großen sind die Kurven für ein festes Geschoßteilchen recht galtt, obgleich der Spin der Zielkerne in weiten Grenzen schwankt. Bei Spaltung durch Teilchen scheint demnach die Anisotropie vom Spin nicht wesentlich abzuhängen (Co 58-2, Pr 58-3). Verfeinerte Argumente (näherungsweise Elimination der Z^2/A-Abhängigkeit und Vergleich von Zielkernspin und übertragenem Bahndrehimpuls) erhärten diesen Schluß (Co 58-2).

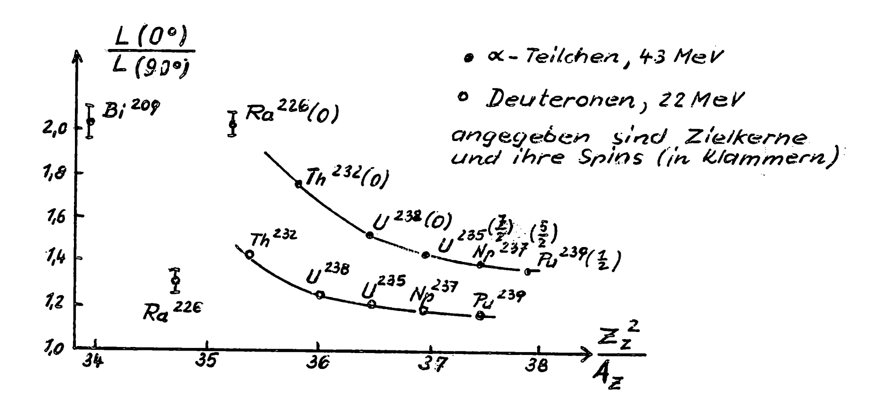
Anders bei Photospaltung: Für die gg-Kerne Th^{230}, Th^{232} und U^{238} ist die Anisotropie für kleine U groß (Fig. 6.5-1); für die gu- und ug-Kerne U^{233}, U^{235}, Np^{237}, Pu^{239} und Am^{241} liegt überhaupt keine Anisotropie vor. Auf Grund des kollektiven Kernmodells ist tatsächlich nur bei gg-Kernen eine Anisotropie zu erwarten, wenn diese Kerne (nach Dipolabsorption) durch den energetisch tiefsten Kanal spalten (Bo 56-1).

Bei sehr schnellen Geschoßteilchen kann die Vorzugsrichtung der Anisotropie vom Zielkern abhängen: Spaltung mit 450-MeV-Protonen ergibt bei Bi eine Verteilung $a + b\cos^2\varphi$ (Po 57-2, Wo 57-1), bei Ta eine Verteilung $a + b\sin^2\varphi$ (Po 57-2) (vgl. A. 6.5).

Tabelle 6.1 Übersicht über Messungen der Anisotropie der Bruchstückemission

Zahlen in Klammern: E/MeV,
in Spalte "γ": E_e/MeV;
th: thermische Neutronen.
Bei fehlender unterer Grenze wurde von E^s ab gemessen

Zielkern	Z-N	Geschoß				
		γ	n	p	d	α
Am^{241}	ug	Ka 58-1 (8)				
Pu^{239}	gu	Ka 58-1 (8-20)	Pr 58-3 (14,8)	Co 58-2 (11)	Co 58-2 (22)	Co 58-2 (43)
Np^{237}	ug	Ka 58-1 (8)	Br 54-1 (14) Br 55-1 (14)	Co 58-2 (11)	Co 58-2 (12-22)	Co 58-2 (25-43)
U^{238}	gg	Re 55-1 (18) Wi 56-1 (-16) Ba 57-1 (9,4-26,5) Ba 58-1 (6,5-26,5) Ka 58-1 (6-20)	Br 54-1 (14) Va 54-1 (12-17) He 56-1 (-20) Os 56-1 (680) Pr 58-2 (14)	Co 55-1 (22) Lo 55-1/+ (460,660) Pe 55-1/+ (460,660) Co 58-2 (11) Me 58-1 (45-155)	Co 58-2 (22)	Co 58-2 (43)
U^{235}	gu	Wi 56-1 (-11) Ka 58-1 (8)	Br 54-1 (14) Br 55-1 (th-20,4)	Co 55-1 (22) Co 58-2 (11)	Co 58-2 (22)	Co 58-2 (43)
U^{233}	gu	Ka 58-1 (8-20)	Br 54-1 (14)	Co 55-1 (22)		
Th^{232}	gg	Wi 52-1 (-16) Fa 54-1 (16) Wi 56-1 (-16) Fa 58-2 (15,8) Ka 58-1 (6,5-20)	Br 54-1 (14) He 56-1 (-20)	Co 54-1 (22) Co 55-1 (22) Co 58-2 (11) Me 58-1 (45-155)	Co 58-2 (12-22)	Co 58-2 (20-43)
Th^{230}	gg	Ka 58-1 (8)		Co 55-1 (22)		
Ra^{226}	gg				Co 58-2 (22)	Co 58-2 (43)
Bi^{209}	ug			Po 57-2 (450) Wo 57-1 (450)		Co 58-2 (43)
Ta^{181}	ug			Po 57-2 (450)		



<u>Figur 6.2</u> Anisotropie der Spaltproduktemission für die Spaltung verschiedener Zielkerne durch Deuteronen und α-Teilchen in Abhängigkeit von Z_Z^2/A_Z (nach Co 58-2)

6.4 Abhängigkeit der Winkelverteilung vom Massenzahlverhältnis A_s/A_l

In den übrigen Abschnitten sind die Anisotropien über alle A_s/A_l gemittelt zu verstehen. Betrachtet man sie als Funktion von A_s/A_l, so ergibt sich ein einheitliches Bild: Die Winkelverteilung ist für symmetrische Spaltung nahezu isotrop; mit wachsendem A_s/A_l nimmt die Anisotropie stark zu (für Spaltung durch Bremsstrahlung: Wi 56-1; durch Neutronen: Pr 58-2; durch Protonen: Co 54-1, Co 55-1, Me 58-1). In Fig. 6.4 ist dies für Protonenspaltung verschiedener Zielkerne dargestellt. Sogar für die Spaltung von Ta mit 450-MeV-Protonen scheint die genannte Gesetzmäßigkeit zu gelten, obgleich die Daten sehr ungenau sind (Po 57-2). Versuch einer Deutung: A. 6.6.

Bei Spaltung von U^{233} durch Protonen (Fig. 6.4) ist der Effekt so schwach, daß die Winkelverteilung für alle A_s/A_l auch isotrop sein könnte.

Der Übergang von der Vorzugsrichtung $\varphi = 0$ zu der Vorzugsrichtung $\varphi = 90^{o}$ für Spaltung durch Neutronen und Protonen bei $E = 50$ bis 100 MeV geht für $A_s/A_l \simeq 1$ bei höheren E vor sich als für $A_s/A_l > 1$ (Me 58-1, vgl. A. 6.6).

6.5 Abhängigkeit der Winkelverteilung von Energie und Bahndrehimpuls der Geschosse

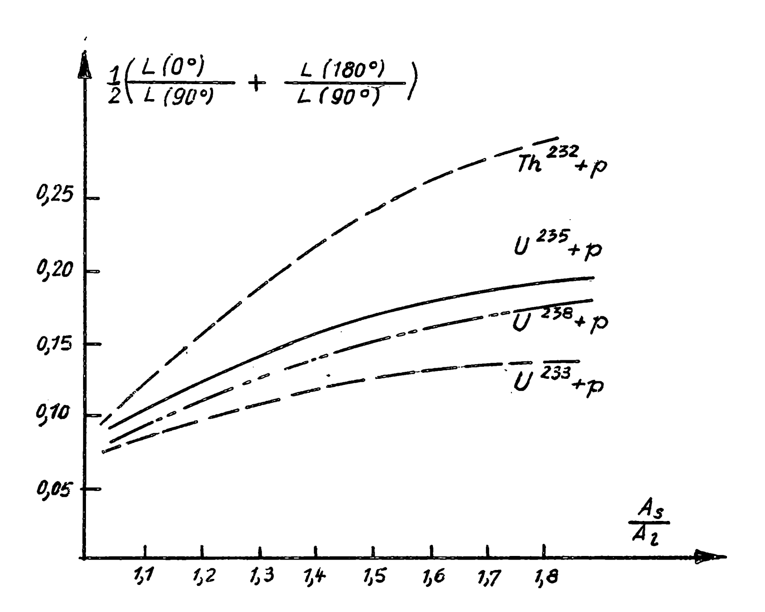
Für $E \lesssim 50$ MeV ist die Abhängigkeit der Winkelverteilung von E für verschiedene Geschosse nicht einheitlich. Bei Photospaltung fällt die Anisotropie mit wachsendem E_e (Fig. 6.5-1).

Bei Spaltung durch Neutronen mit $E_n \lesssim 10$ MeV verhalten sich Zielkerne mit $E_n^S > 0$ und solche mit $E_n^S < 0$ (A. 1.21 und 1.32) verschieden. Fig. 6.5-2 zeigt die Anisotropie und σ_f als Funktionen von E_n für Th^{232} (He 56-1). Einzelnen Maxima von σ_f entsprechen sehr starke Anisotropien mit wechselnden Vorzugsrichtungen. Diese scharfen Anisotropien gehören also zu solchen E_n, bei denen sich ein neuer Kanal für die Spaltung öffnet (A. 1.321, Bo 56-1). Dem Anstieg von σ_f zum 2. Plateau (A. 1.33) entspricht wieder eine ausgeprägte Anisotropie: Hier wird nach Emission eines Neutrons aus dem Zwischenkern die Spaltung eines neuen Restkerns möglich. Ein ähnliches Verhalten zeigt U^{238} (He 56-1).

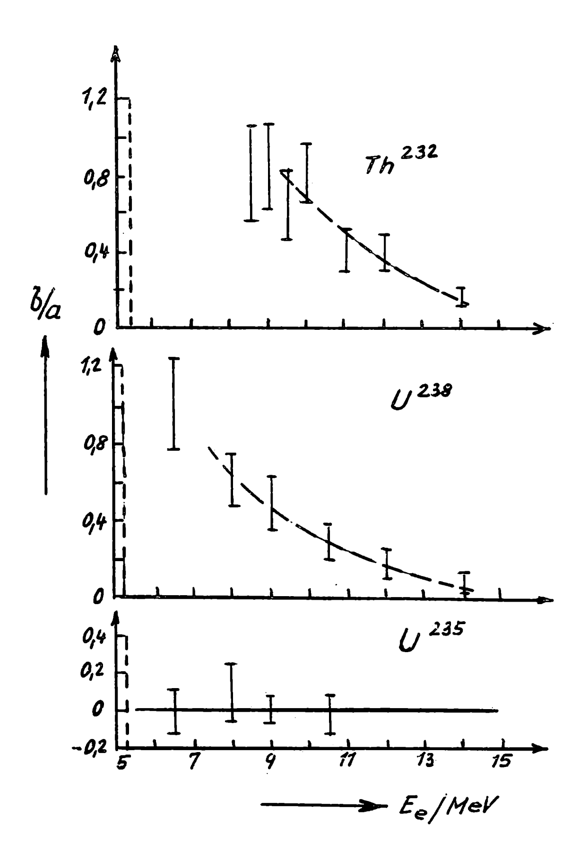
Für U^{235} ($E_n^S < 0$) ist die Winkelverteilung für $E_n \lesssim 3$ MeV nahezu isotrop. Die Anisotropie wächst dann sehr langsam mit steigendem E_n und schließt sich bei $E_n = 10$ MeV an den Verlauf für Th^{232} und U^{238} an (Br 55-1).

Die Kopplung zwischen Geschoßrichtung und Deformationsachse des Zwischenkerns ist offenbar maximal, wenn ein neuer Spaltkanal energetisch zugänglich geworden ist.

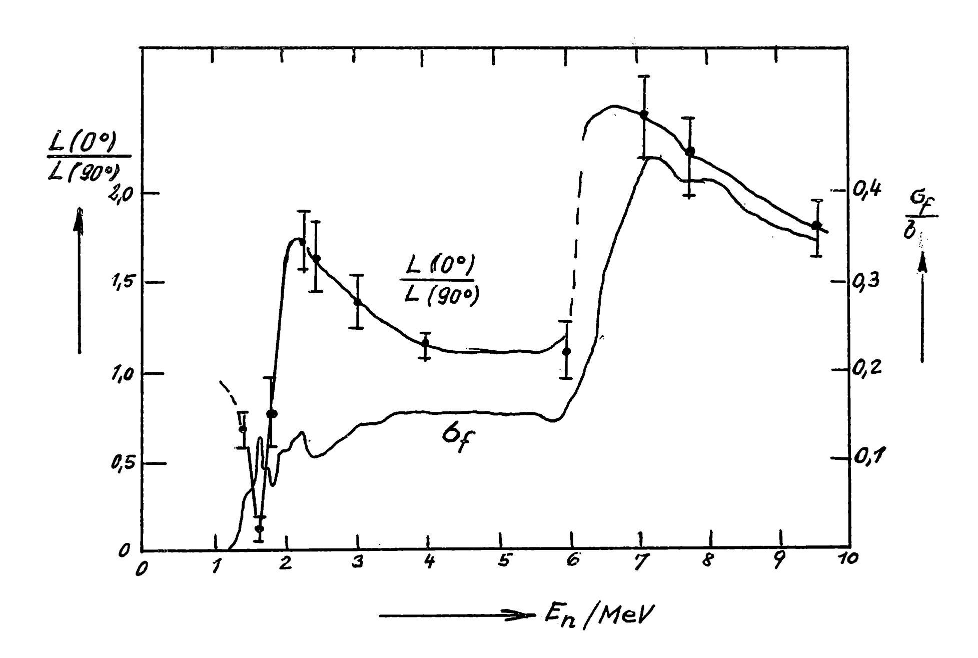
Bei geladenen Geschoßteilchen (Deuteronen, α-Teilchen) nimmt die Anisotropie von E^S ab glatt und sehr schwach mit wachsendem E zu (Co 58-2).



Figur 6.4 Anisotropien für Spaltungen durch 22-MeV-Protonen in Abhängigkeit vom Verhältnis der Spaltproduktmassenzahlen (nach Co 55-1)



Figur 6.5-1 Anisotropien bei der Photospaltung verschiedener Kerne in Abhängigkeit von der maximalen Energie der Bremsstrahlung (nach Wi 56-1)



Figur 6.5-2 Anisotropie der Bruchstückemission und Wirkungsquerschnitt für die Spaltung von Th^{232} durch Neutronen in Abhängigkeit von deren Energie (nach He 56-1)

Bei E = 50 bis 100 MeV geht bei Spaltung durch Neutronen und Protonen im allgemeinen die Vorzugsrichtung $\varphi = 0$ in die Vorzugsrichtung $\varphi = 180^\circ$ über (U^{238}: Lo 55-1, Pe 55-1, Os 56-1, Me 58-1). Bei E_p = 450 MeV wurde für Bi die Vorzugsrichtung $\varphi = 0$ gefunden (Po 57-2, Wo 57-1), für Ta die Vorzugsrichtung $\varphi = 90^\circ$ (Po 57-2).

Mit wachsendem übertragenen Bahndrehimpuls scheint die Anisotropie recht stark zuzunehmen: Die Spaltung des Zwischenkerns Pu^{239} liefert $L(0^\circ)/L(90^\circ)$ = 1,19 oder 1,38, je nachdem, ob er aus Np^{237} + d oder aus U^{235} + α entstanden ist; E_d und E_α sind so gewählt, daß U_Z in beiden Fällen gleich ist (Co 58-2). α-Teilchen übertragen in diesem Beispiel im Mittel 1,7mal mehr Bahndrehimpuls als Deuteronen.

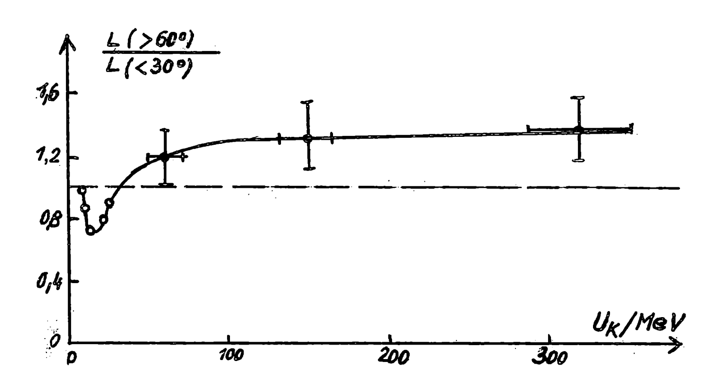
Die Anisotropie nimmt auch bei festem Zielkern und festem E mit wachsender Teilchenmasse, d.h. mit wachsendem Bahndrehimpuls, zu (Fig. 6.2).

6.6 Abhängigkeit der Winkelverteilung von U_F

Bei Spaltung durch Teilchen ist manches erklärbar, wenn man die Anregung U_F des spaltenden Kerns betrachtet (Co 58-2, Ha 58-1, Ha 58-2). Die Anisotropie fällt mit wachsendem Z^2/A des Zwischenkerns (Fig. 6.2), obgleich eine Beziehung zwischen dem Parameter des Tröpfchenmodells und der Anisotropie nicht einleuchtend erscheint. Für Anregungen, die nur wenig höher als U_A sind, fällt die Anisotropie mit wachsendem U_Z. (Fig. 6.5-2). Die hohen Anisotropien bei kleinen Z^2/A des Zwischenkerns könnten folgendermaßen zustande kommen: Kleines Z^2/A bedeutet große Wahrscheinlichkeit der Neutronenemission; durch letztere entsteht ein Restkern mit kleinerer Anregung, die ihrerseits (bei Spaltung dieses Restkerns) zu hoher Anisotropie führt. Bei der Spaltung von Ra^{226} durch 11-MeV-Deuteronen scheint ein höher angeregter Kern zu spalten (Fig. 6.2).

Ähnlich läßt sich erklären, warum die Anisotropie mit wachsendem A_s/A_l wächst (A. 6.4): Ein hoch angeregter Kern neigt dazu, weniger anisotrop (Fig. 6.5-2), aber auch weniger asymmetrisch (A. 4.221) zu spalten.

Bei höchsten E bis 680 MeV ist die Winkelverteilung stark von der Anregung des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns (A. 1.44) abhängig. Fig. 6.6 zeigt die Anisotropie als Funktion von U_k für Spaltung von U durch Protonen nach Lo 55-1, Pe 55-1. Zum Wechsel der Vorzugsrichtung vgl. A. 6.5. Ähnliche Ergebnisse liegen für Spaltung durch Neutronen vor (Os 56-1). Der spaltende Kern selbst läßt sich bei so hohen E nicht mehr bestimmen (A. 1.45).



Figur 6.6 Anisotropie in Abhängigkeit von der Anregung des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns (bei Zwischenkernbildung des Zwischenkerns) bei der Spaltung von Uran durch 660-MeV-Protonen und Neutronen niedriger Energie (nach Pe 55-1)

7. Kernladung der Spaltprodukte

7.1 Einführung

Im Anschluß an A. 4.1 werden einige neue Begriffe eingeführt.

Die unabhängige Ausbeute, geteilt durch die dazugehörige Kettenausbeute, soll als spezifische unabhängige Ausbeute (fraction of total chain yield) bezeichnet werden. Es ist üblich, zu ihrer Berechnung eine Kettenausbeute zugrunde zu legen, die aus einer geglätteten Massenverteilung hervorgeht.

Für ein festes A ergeben die spezifischen unabhängigen Ausbeuten als Funktion von Z die Ladungsverteilung für dieses A.

Die kumulative Ausbeute eines Isotops (Z, A) ist die Summe aus der unabhängigen Ausbeute dieses Isotops als Spaltprodukts und der kumulativen Ausbeute seines Vorfahrs bezüglich des β^--Zerfalls (rekursive Definition). Abgeschirmte Isotope sind solche, die nicht durch β^--Zerfall entstanden sein können. Ihre kumulative Ausbeute ist daher gleich ihrer unabhängigen.

7.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Messung unabhängiger Ausbeuten ist bei thermischer und spontaner Spaltung schwierig. Meßdaten sind daher beschränkt. Oft können nur obere Grenzen angegeben werden. Die meisten Daten sind für die thermische Spaltung von U^{235} bekannt; sie sind in Wa 58-1 tabellarisch dargestellt (mit kleinen Ergänzungen im dortigen Text). Sonstige Ergebnisse für thermische und spontane Spaltung sind in Tab. 7.2-1 aufgeführt.

Bei Spaltung durch energiereiche Teilchen können unabhängige Ausbeuten leichter bestimmt werden, weil die Spaltprodukte im Durchschnitt gegen β^--Zerfälle stabiler sind. Für E $\gtrsim$ 100 MeV gibt es auch stabile und (bevorzugt schwere) β^+-aktive Spaltprodukte (Go 49-1, Vi 55-1, La 57-2). Daher schwanken die spezifischen unabhängigen Ausbeuten nicht in so weiten Grenzen wie bei thermischer Spaltung. Der Grund ist, daß die Spaltung bei hohem E mit der Emission einer größeren Zahl von Neutronen verbunden ist (A. 1.43). Arbeiten, in denen unabhängige Ausbeuten bestimmt wurden, weist Tab. 7.2-2 nach.

Bei der thermischen Spaltung von U^{235} ergab sich für die Ladungsverteilung zur Massenzahl A = 97 eine Gaußkurve mit einer 1/e-Breite von 2,4 ± 0,5 (Co 58-1).

Tabelle 7.2-1 Spezifische unabhängige Ausbeuten von Spaltprodukten für spontane und thermische Spaltung

Tabelle zur thermischen Spaltung von U^{235}: Wa 58-1

Spaltprozeß	Spaltprodukt	spezifische unabhängige Ausbeute	Literatur
Cm^{242} spontan	Cs^{136}	$0{,}11 \pm 0{,}02$	St 54-1
Pu^{239} + n	Rb^{86}	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	St 56-2+
	J^{128}	$(2{,}4 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-4}$	Ke 56-1
	J^{130}	$(2{,}0 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3}$	Ke 56-1
	Cs^{136}	$3{,}1 \cdot 10^{-3}$	St 56-2+
U^{233} + n	Br^{80}	$< 10^{-3}$	Ke 56-1
	Y^{90}	$< 8 \cdot 10^{-5}$	Gr 57-1
	J^{128}	$(1{,}1 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3}$	Ke 56-1
	J^{130}	$(3{,}8 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-3}$	Ke 56-1
	Cs^{136}	$2 \cdot 10^{-2}$	St 56-2+
	La^{140}	$3{,}8 \cdot 10^{-3}$	Gr 57-1

7.3 Postulate zur Ladungsverteilung

Es ist nicht möglich, aus den wenigen bekannten unabhängigen Ausbeuten eine Ladungsverteilung für jedes A zu konstruieren. Man postuliert daher, daß sich die Ladungsverteilungskurven für alle A zur Deckung bringen lassen, wenn auf der Abszisse nicht Z, sondern $Z - \langle Z \rangle$ aufgetragen wird, wo $\langle Z \rangle$ die für den jeweiligen Spaltprozeß wahrscheinlichste (nicht notwendig ganze) Ladungszahl der betreffenden Isobare ist. Dieses Postulat ist theoretisch fundiert (Fo 56-1) und hat sich gut bewährt. Meist wird zusätzlich angenommen, daß die Ladungsverteilung unabhängig vom Zielkern ist, wenn die U_F einigermaßen vergleichbar sind; auch diese Annahme hat sich bewährt.

Zur Bestimmung von $\langle Z \rangle$ wurden die nachstehenden Postulate vorgeschlagen. Sie sind entweder empirisch oder beruhen auf theoretischen Überlegungen. Mit Z' ist die (nicht notwendig ganze) Ladungszahl des (hypothetischen) stabilsten Isobars für das betrachtete A bezeichnet.

a. Das Postulat der gleichmäßigen Ladungsaufteilung (Gl 51-1+) beruht auf dem Tröpfchenmodell. Spaltender Kern und Bruchstücke haben gleiche Ladungsdichten. Die β-Zerfalls-Ketten sind dann bei thermischer Spaltung für leichte Spaltprodukte länger als für schwere.

b. Das Postulat gleicher Zerfallskettenlänge (Gl 51-1) fordert gleiche Längen der β-Zerfalls-Ketten für alle komplementären Spaltprodukte:

$$Z'(A_l) - \langle Z \rangle (A_l) = Z'(A_s) - \langle Z \rangle (A_s) \qquad (7.3)$$

Verschiedene Annahmen über Z' führen zu verschiedenen $\langle Z \rangle$ (A. 7.4).

c. Das Postulat der inhomogenen Ladungsaufteilung (Pr 47-1) beruht auf dem Wignerschen Kernmodell. Die Coulombabstoßung der Kernladung führt zu Ladungsverschiebungen, aus denen sich eine größere mittlere Ladungsdichte für das leichte Bruchstück als für das schwere Bruchstück ergibt.

d. Das Postulat minimaler potentieller Energie (Wa 48-1, Wa 49-1) fordert eine solche Aufteilung der Ladung auf die Bruchstücke, daß die Summe aus Coulomb- und Bindungsenergie der Bruchstücke ein Minimum hat. Es ergeben sich kürzere β-Zerfalls-Ketten für die leichten Spaltprodukte als für die schweren.

e. Das Postulat größter frei werdender Energie (Ke 56-1) fordert ein Minimum für die Summe der beiden Spaltproduktmassen (diese berechnet nach Ku 55-2).

7.4 Bewährung der Postulate

7.41 Thermische und spontane Spaltung

Bewährt haben sich die Postulate b und e. Die Ladungsverteilung ist im allgemeinen nahezu eine Gaußkurve in Übereinstimmung mit Co 58-1 (A. 7.2).

Beim Postulat b ergeben sich je nach Wahl der Z' verschiedene $\langle Z \rangle$. Ursprünglich (Gl 51-1) wurde eine glatte Funktion Z'(A) (Wa 44-1) benutzt, somit war auch $\langle Z \rangle$ (A) glatt. Die Ladungsverteilung ist in Fig. 7.41-1 dargestellt. Eine Berücksichtigung von Schaleneffekten führte zu einer unstetigen Funktion Z'(A) (Co 53-1) und daher zu einer unstetigen Funktion $\langle Z \rangle$ (A) (Pa 53-1, Pa 56-1); die Streuung der Meßpunkte um die Ladungsverteilungskurve wurde geringer (Fig. 7.41-2). Eine ähnlich geringe Streuung von Meßpunkten ergab sich, nachdem bei der unstetigen Funktion Z'(A) in der Gegend magischer Zahlen Mittelwerte genommen worden waren (St 56-2).

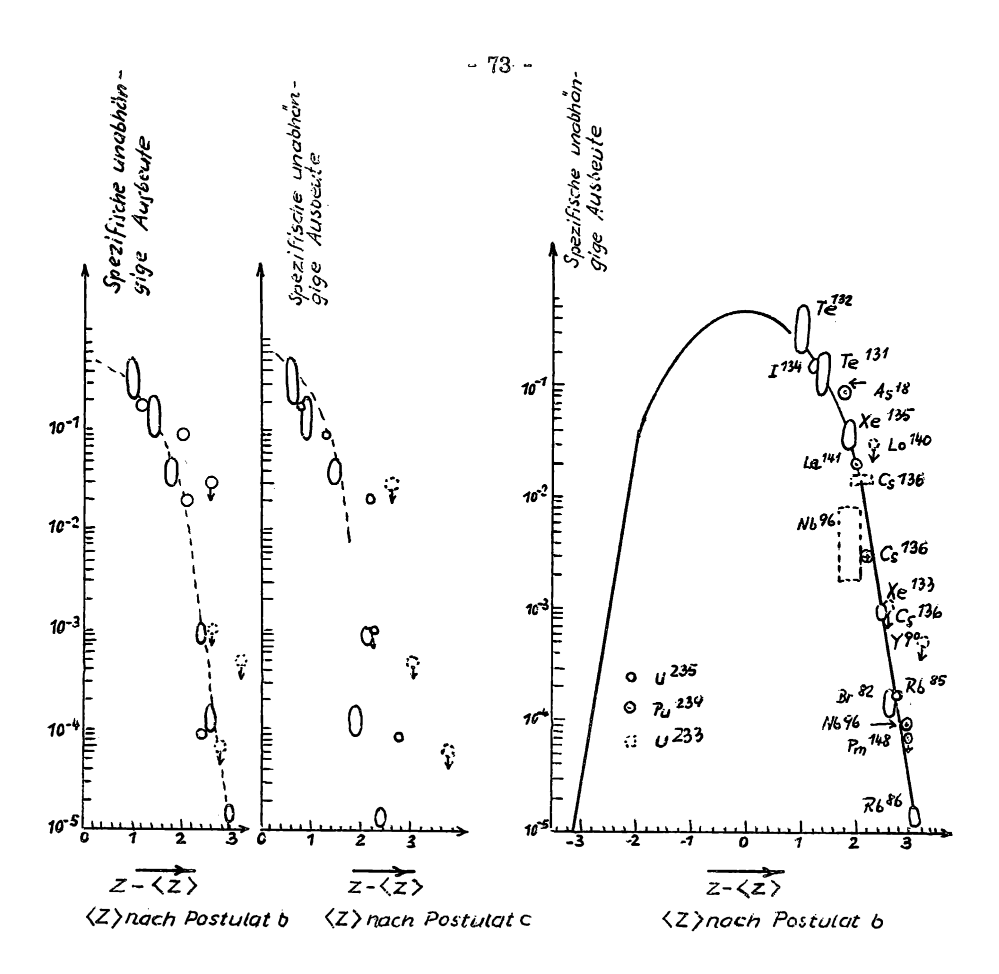
Dem Postulat e liegt die Absicht zugrunde, nicht nur bei Z', sondern auch bei $\langle Z \rangle$ Schaleneffekte zu berücksichtigen. Zwei neue unabhängige Ausbeuten (J^{128}, J^{130}) paßten sich auf Grund von Postulat e besser der Ladungsverteilungskurve an (Ke 56-1).

Auf Grund neuer Daten für die Kernmassen (Wa 55-2, Ca 57-1, Ha 57-1) wurden die $\langle Z \rangle$ nach den Postulaten b und e neu berechnet (Gr 57-2). Postulat b wurde recht gut bestätigt gefunden; Postulat e führte zu einem geringeren Einfluß abgeschlossener Schalen auf $\langle Z \rangle$ als bei Ke 56-1 und ergab eine unsymmetrische Ladungsverteilung.

Tabelle 7.2-2 Übersicht über Messungen von unabhängigen Ausbeuten von Spaltprodukten bei Geschoßenergien von über 10 MeV

Zahlen in Klammern: E/MeV,
in Spalte "γ": E_e/MeV

Ziel kern	Geschoß γ	n	p	d	α
Pu^{239}		Ke 56-1 (Spaltneutron.)		Gi 56-1 (20,6)	
		Fr 58-1 (Spaltneutron.)			
Np^{237}					Gi 56-1 (31,5; 45,7)
U^{238}	Sc 54-1 (48-300)		Fo 55-1 (340)	Hi 55-1 (19-190)	Hi 55-1 (50-380)
			Hi 55-1 (70-340)	Al 57-1 (10; 13,6)	
			Vi 55-1 (480)		
			Pa 56-2 (680)		
			Aa 57-1 (170)		
			La 57-2+(480)		
U^{236}				Le 58-6 (23,4)	
U^{235}		Fo 53-2 (14)		Le 58-6 (14,7; 23,4)	Va 57-1 [1)]
		Wa 55-1 (14)			
U^{233}				Gi 56-1 (23,4)	Th 57-1 [1)]
Th^{232}			Kr 55-1 (450)	Al 57-1 (10; 13,6)	Fo 58-1 (15-46)
			Vi 55-1 (480)		
			Pa 56-2 (680)		
			La 57-2+(480)		
			Pa 58-1 (8-90)		
Bi^{209}			Jo 55-1 (75-450)	Go 49-1 (190)	
			Kr 55-1 (450)		
			Vi 55-1 (480)		
			Pa 56-2 (680)		
			La 57-2+(480)		
			Po 57-2 (450)		
Au^{197}			Kr 55-1 (450)		
Re			Kr 55-1 (450)		
Ta^{181}			Kr 55-1 (450)		
			Po 57-2 (450)		
Ho^{165}			Kr 55-1 (450)		



Figur 7.41-1

Ladungsverteilung für thermische Spaltung, links nach Postulat b (<Z>(A) glatt, Gl 51-1), rechts nach Postulat c (Pr 47-1)

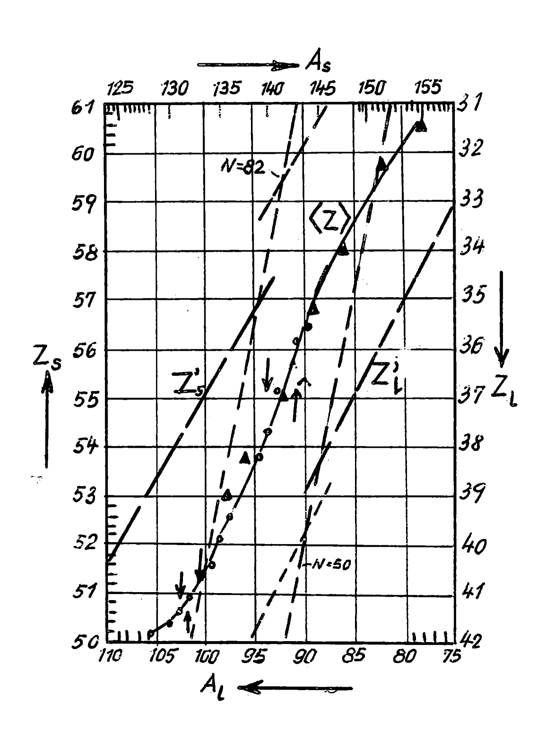
(nach Pa 56-1)

Figur 7.41-2

Ladungsverteilung für thermische Spaltung nach Postulat b (<Z>(A) unstetig, Pa 53-1, Pa 56-1)

(nach Pa 56-1)

Wegen der Unklarheit über die richtige Methode, die Funktion $\langle Z \rangle (A)$ aus dem Postulat b zu berechnen, wurden die $\langle Z \rangle$ für U^{235} auch auf umgekehrtem Weg empirisch bestimmt (Wa 58-1): Die $\langle Z \rangle (A)$ nach Gl 51-1, Pa 56-1, St 56-2 führen im wesentlichen zu der gleichen Ladungsverteilungskurve. Diese wurde beibehalten, und die $\langle Z \rangle$ wurden so bestimmt, daß jede gemessene unabhängige Ausbeute genau auf der Kurve liegt; auch gemessene kumulative Ausbeuten (Wa 58-1) wurden berücksichtigt. Die so erhaltene Funktion $\langle Z \rangle (A)$ zeigt Fig. 7.41-3. Sie ist im wesentlichen glatt wie die ursprünglich berechnete (Gl 51-1).



Figur 7.41-3 Die wahrscheinlichste Ladung ⟨Z⟩ für Isobare einer Massenzahl A in Abhängigkeit von A nach Wa 58-1

7.42 Spaltung durch Geschosse mit E $\gtrsim$ 5 MeV

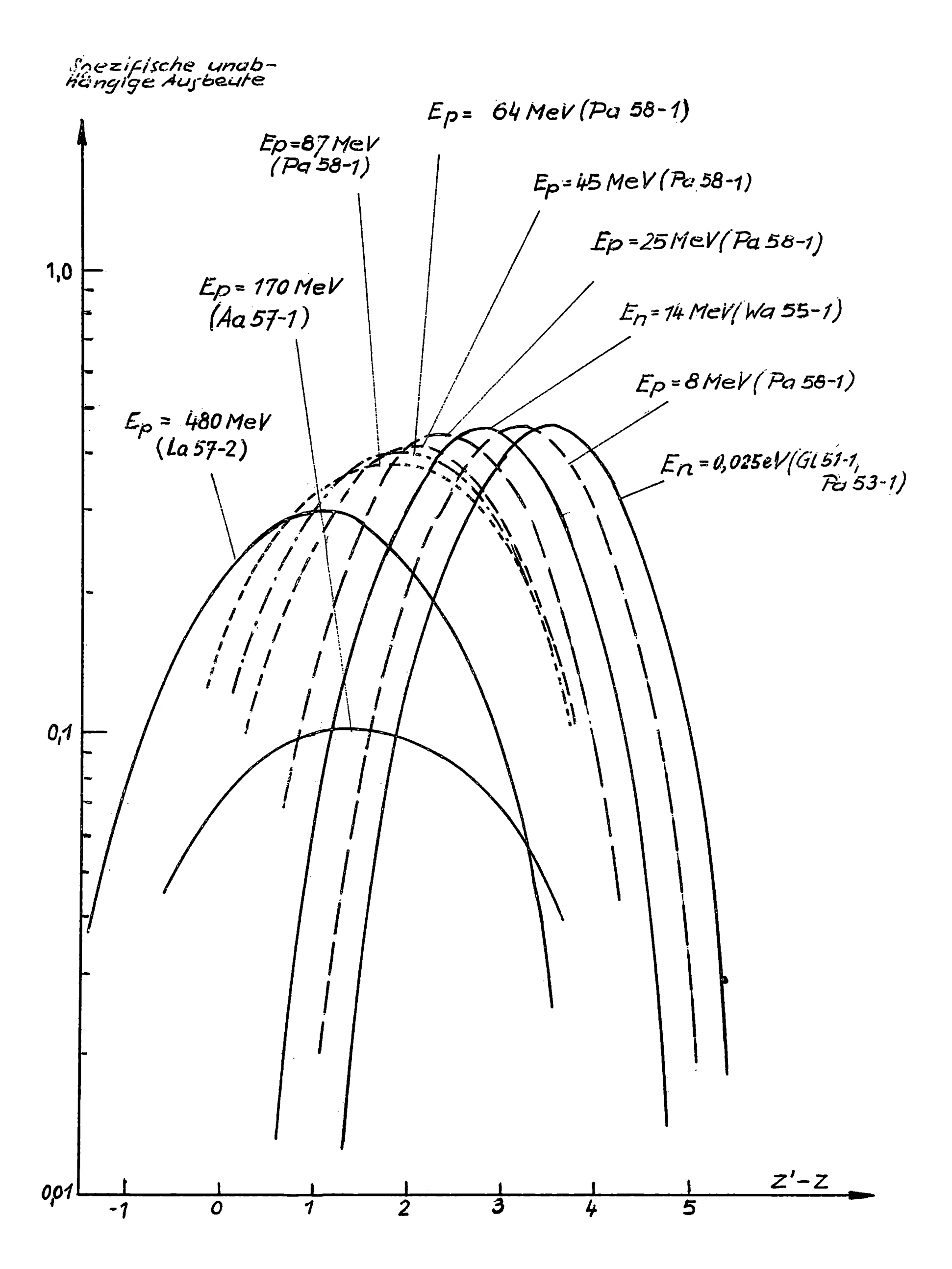
Bewährt haben sich die Postulate a und b, doch widersprechen sich die Ergebnisse zum Teil.

Die Analyse gemessener unabhängiger Ausbeuten ergibt folgendes: Für E $\lesssim$ 15 MeV bewährt sich das Postulat b; die Ladungsverteilung hat nahezu die Gestalt einer Gaußkurve (Fo 53-2, Wa 55-1, Al 57-1; zu diesen und den folgenden Zitaten vgl. Tab. 7.2-2). Im Bereich 15 MeV $\lesssim$ E $\lesssim$ 50 MeV findet man kein Postulat gut bestätigt; paßt man die Daten den Postulaten b (Fo 58-1) oder a (Gi 56-1) an, so ist die Ladungsverteilung keine Gaußkurve mehr. Für E $\gtrsim$ 75 MeV hat sich im allgemeinen das Postulat a gut bewährt (Go 49-1, Fo 55-1, Jo 55-1, Kr 55-1, La 57-2, Po 57-2). Bei der Spaltung von Ta^{181} scheint nach Kr 55-1 das Postulat a, nach Po 57-2, Pa 58-3+ jedoch das Postulat b zu gelten.

Eine weniger direkte Methode (Pa 58-3), die Gültigkeit der Postulate zu prüfen, besteht in der Monte-Carlo-Berechnung der Gesamtreaktion und dem Vergleich der errechneten N/Z-Werte für die Spaltprodukte mit experimentell bestimmten (La 57-2, Pa 58-1) N/Z. Die Monte-Carlo-Rechnung wurde unter Benutzung von Do 58-1, Me 58-2, Me 58-3 und einer einfachen Annahme über die Abhängigkeit von $\bar{\Gamma}_f/\bar{\Gamma}_n$ von Z^2/A für die Reaktionen Th^{232} + p (E_p = 8 MeV) und U^{238} + p (E_p = 83 und 450 MeV) durchgeführt. Es ergab sich in jedem Fall die Gültigkeit des Postulats b.

Die Abhängigkeit der Ladungsverteilung von E zeigt Fig. 7.42 nach Pa 58-1. Mit wachsendem E rückt $\langle Z \rangle$ näher an Z' heran, und die 1/e-Breite der Kurven nimmt zu (von 2,2 für E $\lesssim$ 25 MeV bis 3,2). Die Verschiebung des Maximums wird durch die mit wachsendem E steigende Zahl emittierter Neutronen bedingt; man kann aus einer Ladungsverteilung $\bar{\nu}$ abschätzen (Wa 58-2). Die Verbreiterung der Kurven entspricht der zunehmenden Zahl von möglichen spaltenden Kernen mit verschiedenen U_F bei hohen E (A. 1.44).

Die statistische Theorie (Fo 56-1) sagte eine 1/e-Breite von nur 1,2 voraus.



Figur 7.42 Die Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Geschoßenergie (nach Pa 58-1).

Auf der Abszisse ist nicht Z - ⟨Z⟩, sondern Z' - Z aufgetragen; die Maxima der Kurven liegen beim jeweiligen ⟨Z⟩

8. Prompte Neutronen und Gammastrahlen

8.1 Einführung

Als prompt seien die Neutronen und Gammastrahlen bezeichnet, die spätestens $5 \cdot 10^{-8}$ sec nach der Spaltung ausgesandt werden. Sinnvoll ist diese Definition nur für Spaltungen bei $U_Z \lesssim 20$ MeV. Schon bei $U_Z \gtrsim 5$ MeV sind (n,nf)-Reaktionen, bei höheren U_Z auch (n,2nf)-Reaktionen usw. möglich (A. 1.33). Die vor der Spaltung emittierten Neutronen rechnen definitionsgemäß zu den prompten und sind in der Zahl $\nu = N_n$ mit enthalten (A. 8.212). Für sie gelten jedoch gewisse Aussagen (z.B. über Winkelverteilungen oder überwiegende Emission aus den Bruchstücken) selbstverständlich nicht; hierauf wird nicht mehr hingewiesen. Für $U_Z \gtrsim 20$ MeV ist die Spaltung mit der Emission noch zahlreicherer leichter Teilchen verbunden, ohne daß man präzise Aussagen über ihre Entstehung und deren Zeitpunkt machen kann (A. 1.43). Das in A. 8 Gesagte gilt daher i.a. nur für $U_Z \lesssim 20$ MeV. Für prompte Gammastrahlung liegen Messungen ohnehin nur für kleine U_Z vor.

Für die Zeit, in der der Großteil der prompten Neutronen ausgesandt wird, wurden (für die thermische Spaltung von Pu^{239}) die oberen Grenzen 10^{-13} sec (Er 57-1+) und $4 \cdot 10^{-14}$ sec (Fr 52-1) festgestellt. Gammastrahlung wird bis etwa 10^{-5} sec nach der Spaltung emittiert (Deutung durch isomere Übergänge), doch beträgt die Energie der zwischen $5 \cdot 10^{-8}$ und 10^{-5} sec nach der Spaltung emittierten Strahlung im Mittel nur etwa 5% der Energie der prompten Gammastrahlung (thermische Spaltung von U^{235}, Ma 58-1).

Verzögerte Neutronen (Ke 58-1) und Gammastrahlen werden im Anschluß an β- oder K-Übergänge der Spaltprodukte ausgesandt. Sie werden hier nicht behandelt. Doch enthält ν definitionsgemäß auch die verzögerten Neutronen. Da diese nur etwa 1% der gesamten Neutronen ausmachen (Ke 58-1), wird diese Abweichung (die i.a. innerhalb der Meßgenauigkeit ist) nicht weiter berücksichtigt. Prompte Neutronen und Gammastrahlen können grundsätzlich vom spaltenden Kern oder von den Bruchstücken ausgesandt werden. Die im folgenden beschriebenen Ergebnisse deuten aber darauf hin, daß der Großteil der Neutronen und wenigstens der weichen Gammastrahlung (Sk 57-1) aus den Bruchstücken kommt.

8.2 Prompte Neutronen

8.21 Mittlere Zahl $\bar{\nu}$ der je Spaltung emittierten Neutronen

8.211 Abhängigkeit von $\bar{\nu}$ vom Zwischenkern

Tab. 8.211 gibt einen Überblick über gemessene $\bar{\nu}$ für thermische und spontane Spaltprozesse. Im großen wächst $\bar{\nu}$ mit wachsendem A_Z.

Tabelle 8.211 Mittlere Zahl der je Spaltung emittierten Neutronen für spontane und thermische Spaltung

Spontane Spaltung (gemittelte Zahlenwerte aus Bo 58-3+)

Kern	$\bar{\nu}$	Literatur
Fm^{254}	$4{,}05 \pm 0{,}19$	Ch 56-1
Cf^{254}	$3{,}90 \pm 0{,}14$	Bo 58-3+
Cf^{252}	$3{,}84 \pm 0{,}12$	Cr 56-2, Di 56-1, Hi 56-1, Bo 58-2
Cf^{246}	$2{,}92 \pm 0{,}19$	Bo 58-3+
Bk^{249}	$3{,}72 \pm 0{,}16$	Bo 58-3+
Cm^{244}	$2{,}82 \pm 0{,}09$	Cr 56-2, Di 56-1, Hi 56-1
Cm^{242}	$2{,}59 \pm 0{,}11$	Cr 56-2, Hi 56-1
Pu^{242}	$2{,}28 \pm 0{,}13$	Cr 56-2, Hi 56-1
Pu^{240}	$2{,}23 \pm 0{,}05$	Cr 56-2, Di 56-1, Hi 56-1, Bo 58-3+
Pu^{238}	$2{,}28 \pm 0{,}10$	Cr 56-2, Hi 56-1
Pu^{236}	$2{,}17 \pm 0{,}20$	Cr 56-2, Hi 56-1
U^{238}	$2{,}30 \pm 0{,}20$	Li 52-1

Thermische Spaltung

Zielkern	$\bar{\nu}$	Literatur
Am^{241}	$3{,}14 \pm 0{,}04$	Le 58-3
Pu^{241}	$3{,}06 \pm 0{,}04$	Hu 58-2+
Pu^{239}	$2{,}90 \pm 0{,}04$	Hu 58-2+
U^{235}	$2{,}47 \pm 0{,}03$	Hu 58-2+
U^{233}	$2{,}51 \pm 0{,}03$	Hu 58-2+
Th^{229}	$2{,}13 \pm 0{,}03$	Le 58-4

Eine systematische Abhängigkeit ist erst zu erwarten, wenn man auf gleiche U_Z umrechnet; mit Hilfe der Ergebnisse von A. 8.212 wurde eine Extrapolation der $\bar{\nu}$ für thermische Spaltung auf $U_Z = 0$ durchgeführt und dann $\bar{\nu}$ als Funktion von A_Z

aufgetragen (Bo 58-3). Die Abhängigkeit ist nur sehr grob linear. Eine auf Grund verschiedener Annahmen (Näherungen für die Verteilung der Spaltproduktmassen, Zugrundelegung des aus der Verdampfungstheorie folgenden Wertes von $\overline{T_n}$ u.a.) durchgeführte Berechnung von $\bar{\nu}$ (Bo 58-3) ergibt für verschiedene Z_Z getrennte Kurven $\bar{\nu}(A_Z)$, auf denen die experimentell bestimmten Punkte halbwegs gut liegen. Eine etwas andere (vorläufige) Berechnung der $\bar{\nu}$ (Ku 58-1) führte zu innerhalb der Rechengenauigkeit gleichen Ergebnissen.

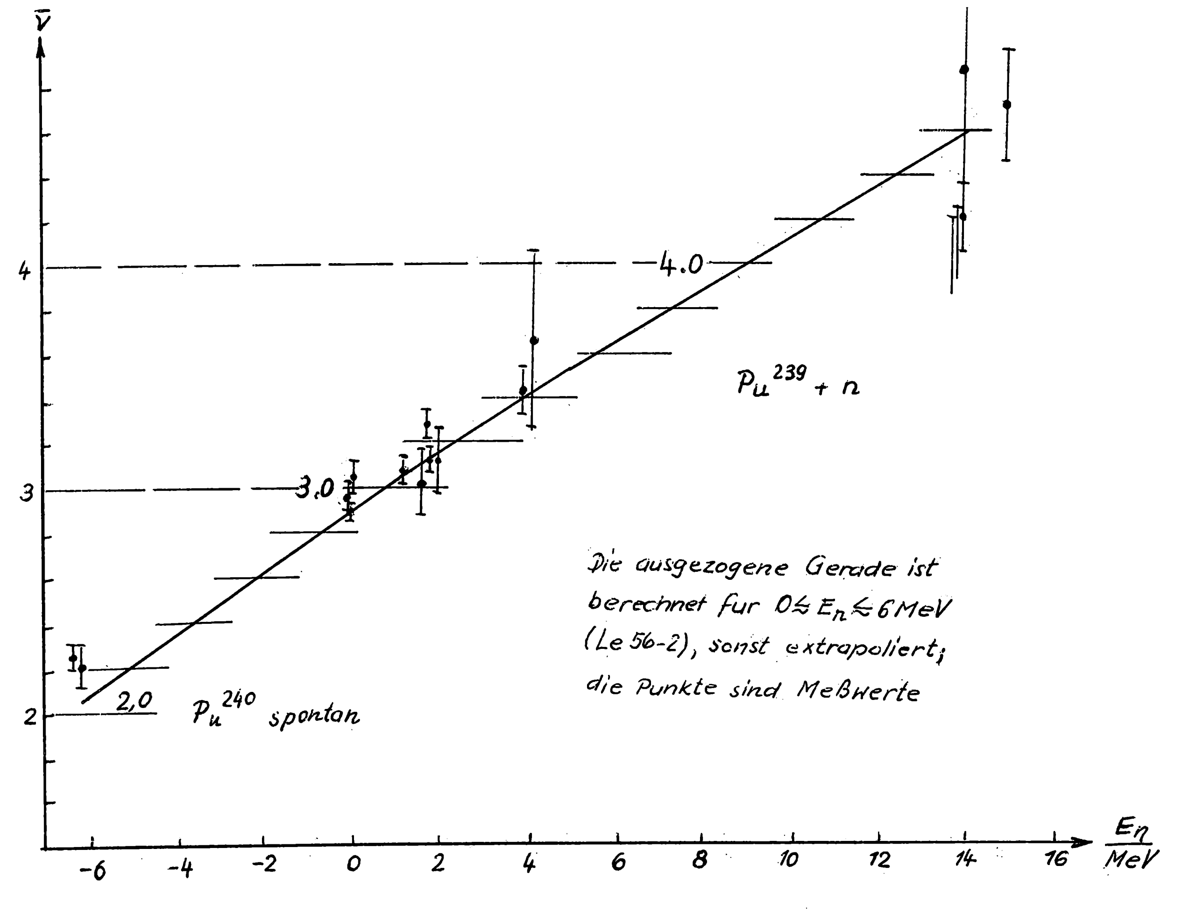
Für Zielkerne mit $E_n^s > 0$ werden die Werte von $\bar{\nu}$ in A. 8.212 behandelt.

8.212 Abhängigkeit von $\bar{\nu}$ von E_n

$\bar{\nu}$ wurde für die Zielkerne U^{233}, U^{235} und Pu^{239} im E_n-Bereich zwischen 0,025 eV und 15 MeV, für die Zielkerne Th^{232}, U^{238}, Np^{237}, Pu^{240} und Pu^{241} in engeren E_n-Bereichen gemessen. Eine umfassende Tabelle der Meßwerte findet sich in Le 58-1+. Als charakteristisches Beispiel zeigt Fig. 8.212 $\bar{\nu}$ als Funktion von E_n für den Zielkern Pu^{239}.

$\bar{\nu}$ nimmt recht gut linear mit wachsendem E_n zu, auch für $E_n < 0$ (spontane Spaltung des Zwischenkerns). Für $E_n \lesssim 5$ MeV (solange keine (n, nf)-Reaktionen möglich sind) ist dies zu erwarten (Le 56-1+, Le 56-2, Te 57-1), wenn man annimmt, daß die Neutronen isotrop aus den Bruchstücken verdampfen und daß E_n nur auf $U_L + U_S$, nicht aber auf $T_L + T_S$ einen Einfluß hat (A. 5.5). $\bar{\nu}(E_n)$ steigt jedoch auch weiter bis $E_n = 15$ MeV linear. Deutung: Bei (n, nf)-Reaktionen hat der spaltende Kern eine niedrigere Anregung als der spaltende Zwischenkern bei (n, f)-Reaktionen. Die Bruchstücke senden also bei (n, nf)-Reaktionen im Mittel weniger Neutronen aus, und das kompensiert nahezu die Emission des einen Neutrons vor der Spaltung (Bo 58-3, Le 58-1, Sm 58-3). (B_n in Zwischenkern und Bruchstücken sowie $\bar{\nu}(E_n)$ für benachbarte Isotope sind nahezu gleich.) Entsprechende Betrachtungen gelten für $E_n \gtrsim 13$ MeV, wenn (n, 2nf)-Reaktionen möglich geworden sind.

Der lineare Verlauf von $\bar{\nu}(E_n)$ wird verifiziert durch die Beobachtung, daß $\bar{\nu}$ für $0{,}025 \text{ eV} \lesssim E_n \lesssim 0{,}5$ eV sich nicht meßbar verändert (Au 55-1, Ka 56-1, Sa 56-2, Bo 58-1).



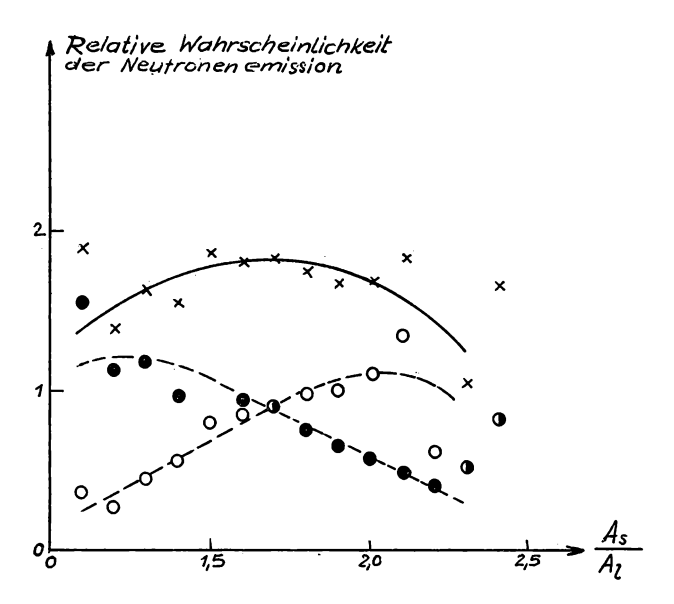
Figur 8.212 $\bar{\nu}$ für den Zielkern Pu^{239} und den spontan spaltenden Kern Pu^{240} in Abhängigkeit von E_n (nach Le 58-1+)

8.213 Abhängigkeit von $\bar{\nu}$ von A_s/A_l und $T_l + T_s$

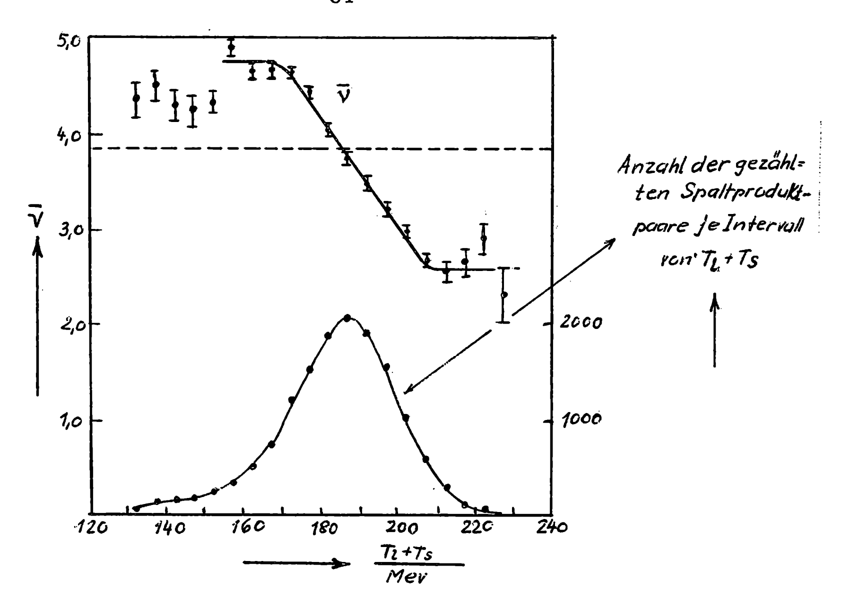
Messungen liegen vor für die thermische Spaltung von U^{233} (Fr 54-1) und die spontane Spaltung von Cf^{252} (Hi 57-1, Bo 58-2, St 58-3).

Fig. 8.213-1 zeigt die Wahrscheinlichkeit der Neutronenemission als Funktion von A_s/A_l für U^{233}, getrennt für das leichte und schwere Bruchstück. Die meisten Neutronen werden von den schwersten Bruchstücken der leichten Gruppe und von den schwersten Bruchstücken der schweren Gruppe ausgesandt. Etwa in der Gegend des wahrscheinlichsten A_s/A_l hat die Emissionswahrscheinlichkeit ein breites Maximum, wie es die statistische Theorie (Fo 56-1) vorausgesagt hat. Für ein bestimmtes A_s/A_l hängt $\bar{\nu}$ nach Fr 54-1 kaum von $T_l + T_s$ ab. Nach Gl. 5.1-3 dagegen sollte eine Abnahme von $T_l + T_s$ eine Zunahme von $U_L + U_S$ und damit ein größeres $\bar{\nu}$ zur Folge haben, da F für gegebenes A_s/A_l (bis auf kleine Schwankungen, die durch verschiedene Z_l und Z_s bedingt sind) durch Gl. 5.1-4 festliegt.

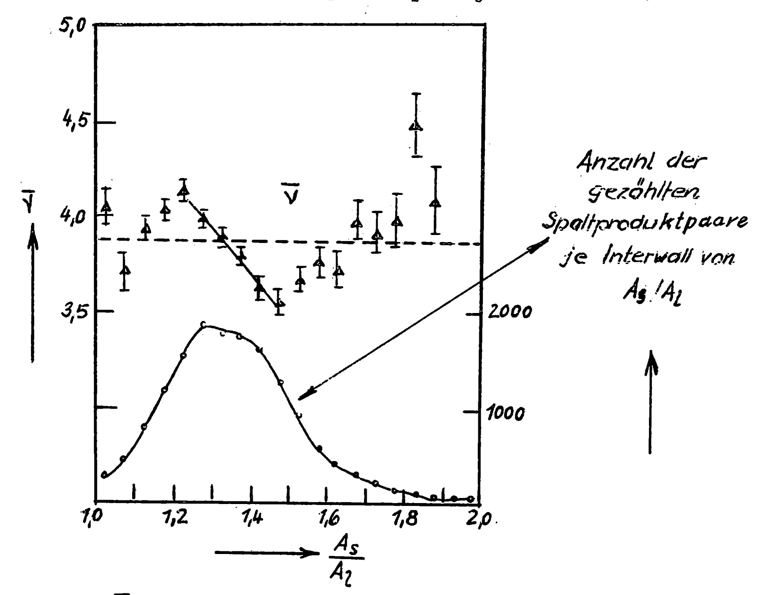
Für Cf^{252} zeigen Fig. 8.213-2 und 8.213-3 die Abhängigkeit von $\bar{\nu}$ von $T_l + T_s$ und A_s/A_l nach St 58-3. (Die entsprechenden Kurven in Hi 57-1 und Bo 58-2 haben wegen anscheinend geringerer Meßauflösung etwas anderes Aussehen.) Es wurden auch $\bar{\nu}$ als Funktion von $T_l + T_s$ für verschiedene A_s/A_l-Bereiche und $\bar{\nu}$ als Funktion von A_s/A_l für verschiedene $(T_l + T_s)$-Bereiche bestimmt (Hi 57-1, St 58-3). In Übereinstimmung ergab sich, daß im Gebiet der wahrscheinlichsten A_s/A_l und $T_l + T_s$ $\bar{\nu}$ linear von beiden Argumenten abhängt. Für $\partial\bar{\nu}/\partial(T_l + T_s)$ ergeben sich nach Hi 57-1 und St 58-3 verschiedene Werte, doch liegen beide in der Gegend des Wertes, der auf Grund der Gl. 5.1-3 und 5.1-4 berechnet wurde (unter der Annahme, daß $U_L + U_S$ gleichmäßig über alle Nukleonen der Bruchstücke verteilt ist und daß die Neutronen isotrop aus den Bruchstücken verdampfen, Le 57-1). Die Abhängigkeit von A_s/A_l wurde theoretisch nicht vorausgesagt. Ein Maximum von $\bar{\nu}$ beim wahrscheinlichsten A_s/A_l oder $T_l + T_s$, wie es die statistische Theorie (Fo 56-1) gefordert hat, wurde, wie aus vorstehendem hervorgeht, nicht gefunden.



Figur 8.213-1 Relative Wahrscheinlichkeit der Neutronenemission aus leichtem und schwerem Bruchstück und aus beiden Bruchstücken als Funktion von A_s/A_l für die thermische Spaltung von U^{233} (nach Fr 54-1)



Figur 8.213-2 $\bar{\nu}$ als Funktion von $T_l + T_s$ für die spontane Spaltung von Cf^{252}.
Darunter Verteilung von $T_l + T_s$ (nach St 58-3)



Figur 8.213-3 $\bar{\nu}$ als Funktion von A_s/A_l für die spontane Spaltung von Cf^{252}.
Darunter Verteilung von A_s/A_l (nach St 58-3)

8.22 Energiespektrum

Messungen des Energiespektrums (der Verteilung von T_n) liegen vor für die Spaltung durch langsame Neutronen von U^{233} (He 55-1, Gr 56-2, He 56-2, Er 57-1+, Ko 57-1, Ko 58-1, Sm 58-2), U^{235} (Bo 52-1, Wa 52-1, Cr 56-1, Le 56-1+, Er 57-1+, Ko 57-1, Ko 58-1), Pu^{239} (Ne 52-1, Gr 56-1, Er 57-1+, Ko 57-1, Ko 58-1), Pu^{241} (Sm 58-2) und für die spontane Spaltung von Cf^{252} (Hj 56-1, Sm 57-2, Bo 58-2).

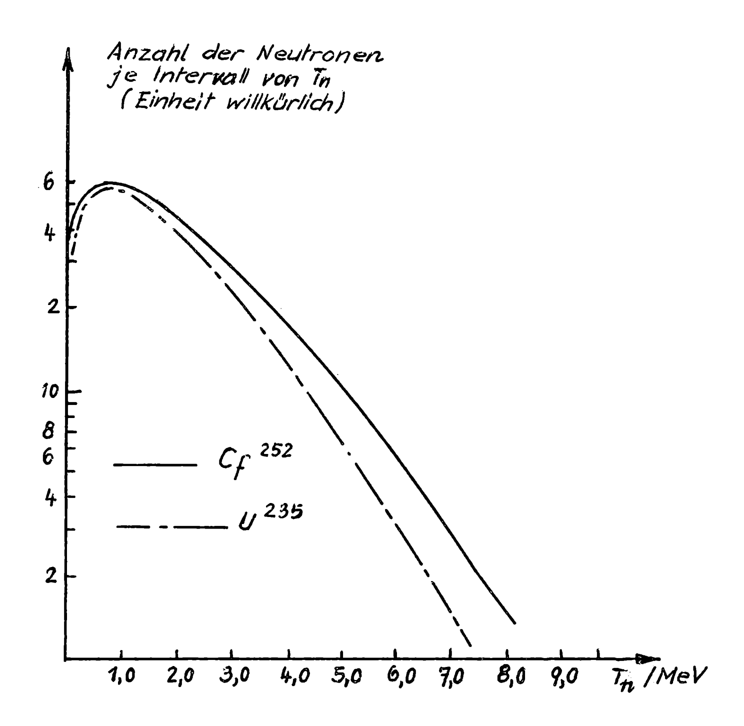
Das Spektrum umfaßt den Bereich $0 \leq T_n \lesssim 18$ MeV; Messungen werden im allgemeinen nur für $\overline{T_n} \lesssim 12$ MeV angegeben. Für U^{233}, U^{235}, Pu^{239}, Pu^{241} ist das Spektrum nur wenig verschieden ($\overline{T_n} \simeq 2$ MeV); $\overline{T_n}$ wächst sehr schwach in der Richtung U^{235}, U^{233} (Ko 57-1), Pu^{239} (Gr 56-2, Ko 57-1). Deutlich härter ist das Spektrum für Cf^{252} ($\overline{T_n} \simeq 2{,}36$ MeV, Fig. 8.22). $\overline{T_n}$ scheint demnach mit steigendem Z^2/A_Z zu wachsen (Ko 58-3).

Nimmt man an, daß die Neutronen von einem Bruchstück emittiert werden und daß ihre Energie im System des Schwerpunkts dieses Bruchstücks eine Maxwellsche Verteilung hat, so folgt für das Laborsystem eine Verteilung der Gestalt

$$N_n(T_n) \sim e^{-aT_n} \, \mathrm{Sin}\sqrt{bT_n} \qquad (8.22)$$

(Wa 52-1, Er 57-1+). Mit dieser Verteilung lassen sich die gemessenen Spektren im allgemeinen innerhalb ± 10% wiedergeben. Berücksichtigt man, daß zwei Bruchstücke Neutronen aussenden, so erhält man für $N_n(T_n)$ eine Summe aus zwei Termen der Gestalt der rechten Seite der Gl. 8.22 (Wa 52-1). Eine weniger gebräuchliche Verteilungsfunktion ergibt sich, wenn man von einer nicht-maxwellschen Verteilung im Schwerpunktssystem des Bruchstücks ausgeht (Fe 51-1). Zu einer Vereinfachung von Gl. 8.22 vgl. Cr 56-1.

Die Spektren wurden auch numerisch berechnet.
Gemeinsam ist allen Rechnungen die Annahme, daß die Neutronen im System des Schwerpunkts des Bruchstücks isotrop verdampfen. Unter Annahme einer Maxwellschen Verteilung im genannten System wurden die Spektren für U^{235} (E_n = 0 und 3 MeV; Le 56-2), U^{238} (E_n = 0, 2, 4, 10 MeV; Ba 57-2) und spontane Spaltung von Cf^{252} (Le 57-1) berechnet. Unter Annahme nicht-maxwellscher Verteilung im genannten System führte man Berechnungen für die Spaltung von U^{235} durch langsame Neutronen und für die spontane Spaltung von Cf^{252} durch (Ko 58-2). Die Veränderlichkeit der Spektren mit E_n ist gering. Auch von $T_l + T_s$ sind sie kaum abhängig (Le 57-1). Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist befriedigend; es ergab sich auch der Zuwachs von $\overline{T_n}$ von U^{235} zu Cf^{252} (Le 57-1, Ko 58-2).



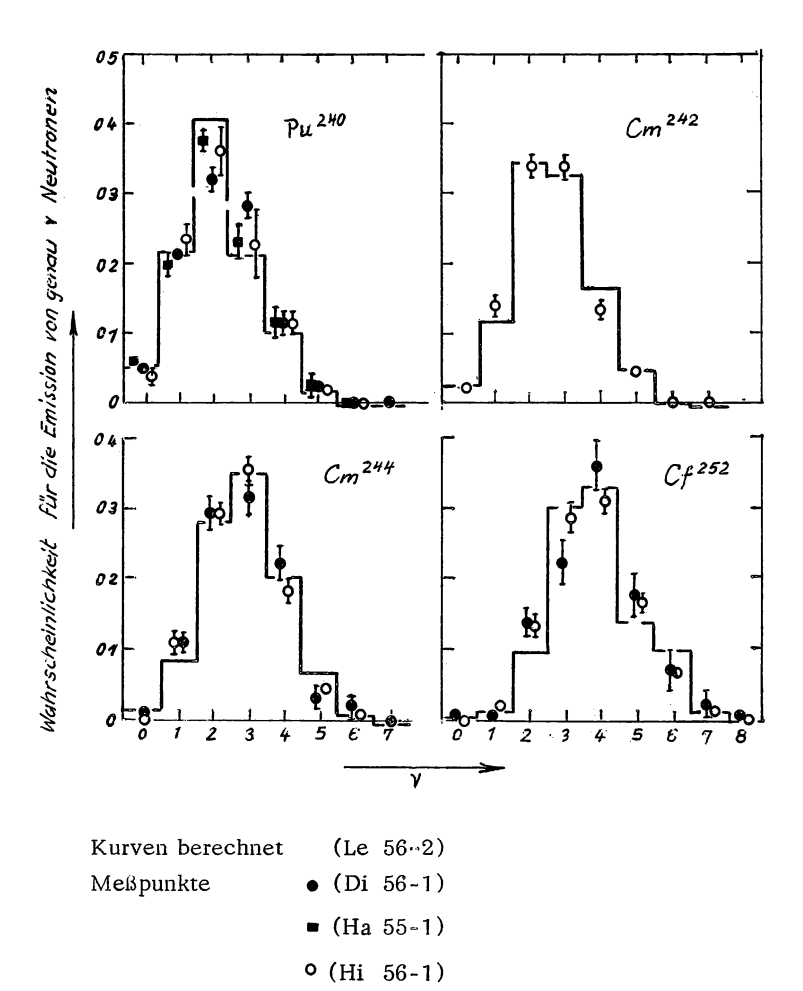
Figur 8.22 Energiespektrum der prompten Neutronen für thermische Spaltung von U^{235} und spontane Spaltung von Cf^{252} (nach Sm 57-2)

8.23 Wahrscheinlichkeit für die Emission von genau ν Neutronen

Eine Übersicht über ausgeführte Messungen gibt Tab. 8.23. Halbempirische Berechnungen der Wahrscheinlichkeit für die Emission von genau ν Neutronen (Co 56-2, Le 56-2, Te 57-1) gehen von nicht sehr verschiedenen, experimentell gestützten Annahmen aus: Isotrope Verdampfung der Neutronen im Bruchstückssystem, Verteilung von $U_L + U_S$ gemäß Gl. 5.1-3 und 5.1-4 oder Gaußsche Verteilung von $U_L + U_S$ u.ä. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung ist i.a. gut, wie als Beispiel Fig. 8.23 zeigt.

Tabelle 8.23 Übersicht über Messungen von Wahrscheinlichkeiten für die Emission von genau ν Neutronen je Spaltung

Spaltprozeß	E_n/MeV	Literatur
Cf^{252} spontan		Di 56-1, Hi 56-1
Cm^{244} "		Di 56-1, Hi 56-1
Cm^{242} "		Hi 56-1
Pu^{242} "		Hi 56-1
Pu^{240} "		Ha 55-1, Di 56-1, Hi 56-1
Pu^{238} "		Hi 56-1
Pu^{236} "		Hi 56-1
Pu^{239} + n	0,08	Di 56-1
U^{238} + n	1,5	Te 57-1+
U^{235} + n	0,08; 1,25; 4,8	Di 56-1, Te 57-1+
U^{233} + n	0,08	Di 56-1



Figur 8.23 Wahrscheinlichkeit für die Emission von genau ν Neutronen in Abhängigkeit von ν für die spontane Spaltung von mehreren Kernen (nach Le 56-2)

8.24 Winkelbeziehungen

8.241 Winkelverteilung bezüglich der Flugrichtung der Bruchstücke

Ältere Meßergebnisse für die thermische Spaltung von U^{233}, U^{235} und Pu^{239} sind vereinbar mit folgenden Annahmen (Fr 52-1): Die prompten Neutronen stammen aus den Bruchstücken, und zwar verdampfen sie isotrop im System des Schwerpunkts des Bruchstückes; sie werden alle beim wahrscheinlichsten A_s/A_l verdampft; das leichte Bruchstück emittiert im Mittel etwa 30% mehr Neutronen als das schwere.

Neuere Messungen an thermisch gespaltenem U^{235} (Ra 58-1) und spontan spaltendem Cf^{252} (Bo 58-2) bestätigen die Annahme der isotropen Verdampfung nicht. Beobachtet wurde vielmehr eine starke Vorzugsrichtung der Emission in der Flugrichtung des Bruchstücks (im System des Schwerpunkts des Bruchstücks). Bei U^{235} emittiert das leichte Bruchstück im Mittel etwa 20% Neutronen mehr als das schwere. Offenbar verdampfen wenigstens nicht alle Neutronen isotrop. Eine mögliche Erklärung ist das Zusammenziehen der deformierten Bruchstücke sofort nach ihrer Trennung (Hi 53-1).

8.242 Winkelverteilung bezüglich der Geschoßrichtung

Für die Spaltung von U^{238} durch Neutronen mit E_n von 1 bis 10 MeV wurde die Verteilung der Flugrichtungen der prompten Neutronen bezüglich der Geschoßrichtung berechnet (Ba 57-2). Für die Richtungen der Bruchstücke wurde eine vereinfachte Winkelverteilung nach Br 55-1 (vgl. A. 6) zugrunde gelegt; für die prompten Neutronen wurde isotrope Verdampfung aus den Bruchstücken angenommen. Es ergab sich eine Vorzugsrichtung der Neutronenemission in Richtung der Geschoßneutronen im Laborsystem.

8.243 Winkelkorrelation zwischen prompten Neutronen

Über die Verteilung des Winkels (im Laborsystem) zwischen zwei Neutronen, die bei demselben Spaltakt entstehen, liegen Ergebnisse vor für die Spaltung von U^{235} (Be 48-1) und Natururan (Sk 56-1) durch langsame Neutronen. Die erhaltenen Winkelbeziehungen sind verschieden. Nach Be 48-1 sollen zweimal so viele Neutronenpaare von entgegengesetzten Bruchstücken emittiert werden wie von gleichen Bruchstücken; nach Sk 56-1 sollen etwa ebenso viele Neutronenpaare von entgegengesetzten Bruchstücken ausgesandt werden wie von gleichen. Möglicherweise ist der Grund der Diskrepanz, daß bei den Auswertungen das gleiche Neutronenenergiespektrum verwendet wurde, unabhängig davon, ob das Neutronenpaar von entgegengesetzten Bruchstücken oder vom gleichen Bruchstück emittiert wird (Fr 56-1).

8.3 Prompte Gammastrahlung

8.31 Mittlere Zahl der je Spaltung emittierten Gammaquanten

Gemessene Werte für $\overline{N_\gamma}$ sind in Tab. 8.31 zusammengestellt. Für Cf^{252} hängt $\overline{N_\gamma}$ sehr schwach, aber gut linear von $T_l + T_s$ ab (Mi 58-1) in befriedigender Übereinstimmung mit der vorausgesagten Abhängigkeit (Le 57-1). Als Funktion von A_s/A_l zeigt $\overline{N_\gamma}$ deutliche Minima bei $A_s/A_l \simeq 1,1$ und $1,86$. Die mittlere Photonenenergie $\overline{T_\gamma}$ scheint für diese A_s/A_l Maxima zu haben. Dieses Verhalten wird auf Schaleneffekte zurückgeführt (Mi 58-1): Bei $A_s/A_l \simeq 1,1$ hat das schwere Bruchstück wenig mehr als 50 Protonen und 82 Neutronen, bei $A_s/A_l \simeq 1,86$ hat das leichte Bruchstück wenig mehr als 50 Neutronen.

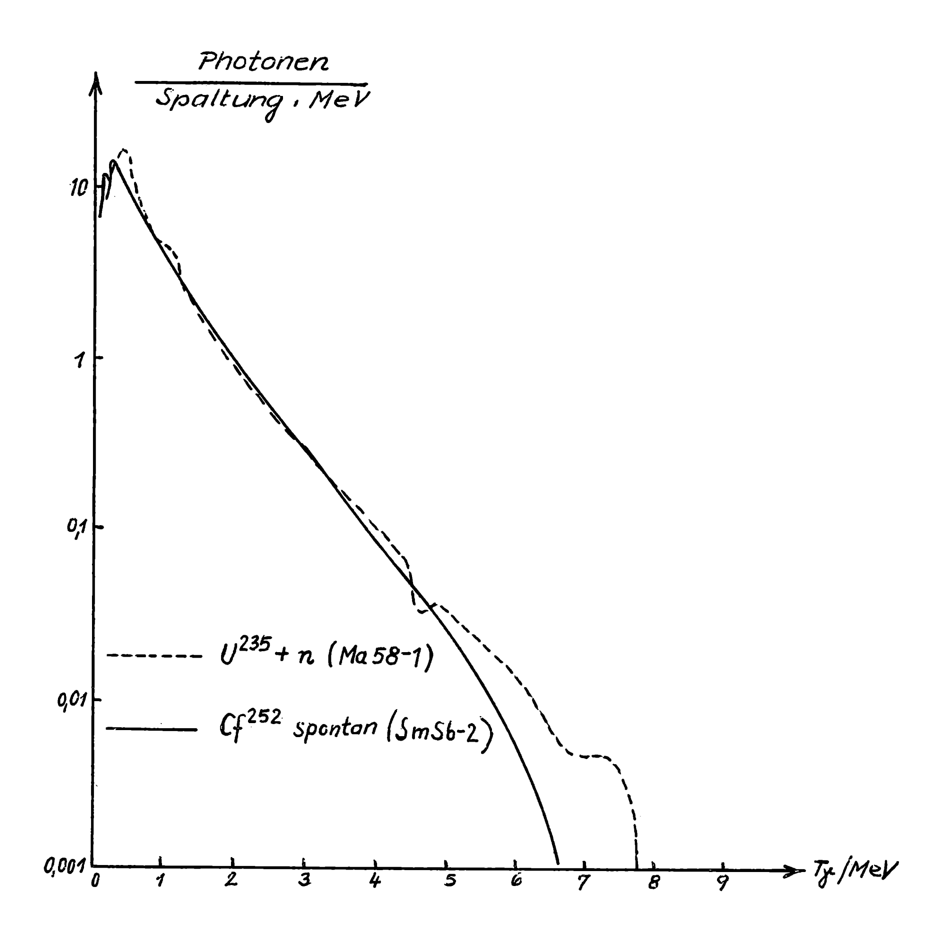
Tabelle 8.31 Messungen und Berechnungen zur prompten Gammastrahlung

Spaltprozeß	E_n	Meßbereich T_γ/MeV	$\overline{N_\gamma}$	$\overline{\sum T_\gamma}$/MeV	Bemerkung	Literatur
Cf^{252} spontan		0,2 - 7	10,3	8,2	gemessen	Sm 56-2
			10	9	"	Bo 58-2
				4,0	berechnet	Le 57-1
U^{235} + n		0,1 - 10	7,51	7,46	gemessen	Fr 55-1
	0,025 eV	0,3 - 10	7,4 ± 0,8	7,2 ± 0,8	"	Ma 58-1
	0,025 eV			3,8	berechnet	Le 56-2
	3 MeV			4,1	"	Le 56-2

8.32 Energiespektrum

Die gemessenen Spektren für die thermische Spaltung von U^{235} (0,3 MeV ≤ T ≤ ≤ 8 MeV, Ma 58-1) und die spontane Spaltung von Cf^{252} (0,25 MeV ≤ T ≤ 8 MeV) zeigt Fig. 8.32. Für beschränkte T_γ -Bereiche liegen noch weitere Messungen des Spektrums für Cf^{252} vor (Mi 58-1, Bo 58-2).

Im Bereich 0,1 MeV ≤ T ≤ 0,6 MeV wurden für die thermische Spaltung von U^{235} acht deutliche Linien gefunden (Sk 57-1, Vo 57-1). Für die Strahlung mit $T_\gamma \leq$ ≤ 0,25 MeV wurde die Herkunft von den Bruchstücken nachgewiesen (Sk 57-1, vgl. A. 8.1). Es wäre aber möglich, daß die Linien durch Überlagerung der Linien von γ-Übergängen nahezu gleicher Energie in verschiedenen Bruchstücken entstehen (Pr 58-4).



Figur 8.32 Energiespektrum der prompten Gammastrahlung bie der thermischen Spaltung von U^{235} und der spontanen Spaltung von Cf^{252}

Messungen des Spektrums für die Spaltung von U^{235} bei E_n = 0,025 eV, 2,8 MeV und 14,7 MeV ergaben keine merkliche Abhängigkeit von E_n. Folglich ist auch die im Mittel je Spaltung in Form von Gammastrahlung emittierte Energie $\overline{\sum T_\gamma}$ für diese E_n (innerhalb ± 15%) gleich (Pr 58-4).

Gemessene und berechnete Werte von $\overline{\sum T_\gamma}$ sind in Tab. 8.31 aufgeführt. Den Rechnungen liegen die gleichen Annahmen zugrunde wie den Berechnungen des Energiespektrums der prompten Neutronen (A. 8.22), vor allem, daß die Gammastrahlung im Anschluß an die Emission der prompten Neutronen von den Bruchstücken emittiert wird.

8.33 Winkelverteilung bezüglich der Bruchstücke

Aus Messungen an thermisch gespaltenem U^{235} und Pu^{239} wurde geschlossen, daß die Gammastrahlung von den Bruchstücken anisotrop mit (sehr schwacher) Vorzugsrichtung in der Flugrichtung der Bruchstücke ausgesandt wird (Le 58-2+). In der Richtung des leichten Bruchstücks scheinen mehr Photonen ausgesandt zu werden als in der Richtung des schweren (U^{235}, Hu 56-2).



Vorbemerkungen zum Literaturverzeichnis

Die Kurzbezeichnungen der Literaturstellen setzen sich zusammen aus den beiden ersten Buchstaben des Familiennamens des ersten Verfassers, den zwei letzten Ziffern der Jahreszahl, unter der die Arbeit (bei mehreren die erste angeführte) erschienen ist, und einer laufenden Nummer.

Im Literaturverzeichnis selbst werden die folgenden nicht ganz allgemein gebräuchlichen Kurzbezeichnungen benutzt.

AE	Atomnaja Energija
AEC-tr	durch die Atomic Energy Commission (USA) übersetzte russische Arbeit
AECD	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
AECU	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
AERE	Forschungsbericht des Atomic Energy Research Establishment (Harwell, Großbritannien)
ANL	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
Atomenergie	Tagung der Akad. der Wiss. der UdSSR über die friedliche Ausnutzung der Atomenergie, Akademie-Verlag, Berlin
BNL	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
CF	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
Conf. Acad. Sci. USSR	Conference of the Academy of Sciences of the USSR on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Atomic Energy Commission (USA)
CRC (AECL)	Forschungsbericht der Atomic Energy of Canada Ltd.
CRP (AECL)	Forschungsbericht der Atomic Energy of Canada Ltd.
HW	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
JETP	Soviet Physics JETP
LA	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
LADC	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
NP	durch die Atomic Energy Commission (USA) erhältlicher fremder Forschungsbericht

NNES	National Nuclear Energy Series, McGraw-Hill, New York - Toronto - London
NYO	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
ORNL	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
ORO	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
PR	The Physical Review
PUAE	Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, New York, 1956 bzw. Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, Geneva, 1958
Sessija Akad.Nauk SSSR	Sessija Akad. Nauk SSSR po mirnomu Ispoljovaniju Atomnoj Energii, Verlag der Akad. der Wiss. der UdSSR, Moskau
SJAE	Soviet Journal of Atomic Energy
TID	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
UCRL	Forschungsbericht der Atomic Energy Commission (USA)
ŽETF	Žurnal eksperimentalnoj i teoretičeskoj Fiziki

Literaturverzeichnis

Aa 57-1 P. Aagaard, G. Andersson, J.O. Burgman u. A.C. Pappas, J.Inorg.Nucl.Chem. 5 105

Al 51-1 S.G. Al-Salam, PR 84 254

Al 57-1 J.M. Alexander u. Ch.D. Coryell, PR 108 1274

An 52-1 R.E. Anderson u. R.B. Duffield, PR 85 728

An 58-1 M.P. Anikina, P.M. Aron, V.K. Gorškov, R.N. Ivanov, L.M. Križanski, G.M. Kukavadze, A.N. Murin, I.A. Reformacki u. B.V. Eršler, PUAE 15 446 (P/2040)

Au 55-1 J.M. Auclair, H.H. Landon u. M. Jacob, C.R.hebd. Séances Acad.Sci. 241 1935

Ba 51-1 R.E. Batzel u. G.T. Seaborg, PR 82 607

Ba 54-1 R.E. Batzel, UCRL-4303

Ba 55-1 B.N. Baluev, B.I. Gavrilov, G.N. Zacepina u. L.E. Lazareva, ŽETF 29 280; JETP 2 106 (56)

Ba 56-1 R.M. Bartholomev u. A.P. Baerg, Can.J.Chem. 34 201

Ba 57-1 B.P. Bannik, N.M. Kulikova, L.E. Lazareva u. V.A. Jakovlev, ŽETF 33 53; JETP 6 39 (58)

Ba 57-2 G.A. Bat u. L.P. Kudrin, AE 3 15; SJAE 3 735 (57); Kernenergie 1 346 (58); J.Nucl.Energy 8 74 (58/59)

Ba 57-3 B.P. Bayhurst, C.I. Browne, G.P. Ford, J.S. Gilmore, G.W. Knobeloch, E.J. Lang, M.A. Melnick u. C. Orth, PR 107 325

Ba 58-1 A.I. Baz, N.M. Kulikova, L.E. Lazareva, N.V. Nikitina u. V.A. Semenov, PUAE 15 184 (P 2037)

Be 48-1 S.de Benedetti, J.E. Francis Jr., W.M. Preston u. T.W. Bonner, PR 74 1645

Be 51-1 G. Bernardini, E.T. Booth u. S.J. Lindenbaum, PR 83 669

Be 52-1 G. Bernardini, E.T. Booth u. S.J. Lindenbaum, PR 85 826

Be 53-1 G. Bernardini, R. Reitz u. E. Segrè, PR 90 573

Be 55-1 G.E. Belovickij, T.A. Romanova, L.V. Souchov u. J.M. Frank, ŽETF 28 729; JETP 1 581 (55); ŽETF 29 537 (55); JETP 2 493 (56)

Be 56-1 H.A. Bethe, Progr. Nucl.Energy I 1 91

Be 58-1 A.A. Berezin, G.A. Stoljarov, Ju.V. Nikoljskij u. I.E. Čelnokov, AE 5 659

Bi 53-1 W.F. Biller, UCRL-2067

Bi 56-1 C.B. Bigham, CRP-642-A (AECL-329), S. 111

Bi 58-1 P. Billaud, C. Clair, M. Gaudin, R. Genin, R. Joly, J.L. Leroy, A. Michaudon, J. Ouvry, S. Signarbieux u. G. Vendryes, PUAE 16 (P/1186)

Bl 52-1 J.M. Blatt u. V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, New York, S. 317

Bo 37-1 N. Bohr, Science 86 161

Bo 39-1 N. Bohr u. J.A. Wheeler, PR 56 426

Bo 40-1 N. Bohr, PR 58 864

Bo 52-1 T.W. Bonner, R.A. Ferrell u. M.C. Rinehart, PR 87 1032

Bo 56-1 A. Bohr, PUAE 2 151 (P/911)

Bo 57-1 L.M. Bollinger, TID-7547, S. 85

Bo 58-1 L.M. Bollinger, R.E. Coté u. G.E. Thomas, PUAE 15 127 (P/687)

Bo 58-2 H.R. Bowman u. S.G. Thompson, PUAE 15 212 (P/652)

Bo 58-3 I.I. Bondarenko, B.D. Kuzminov, L.S. Kucajeva, L.I. Prochorova u. G.N. Smirenkin, PUAE 15 353 (P/2187)

Br 49-1 D.C. Brunton, PR 76 1798

Br 50-1 D.C. Brunton u. G.C. Hanna, Can.J.Research A 28 190; Kurzfassung: PR 75 990 (49)

Br 50-2 D.C. Brunton u. W.B. Thompson, Can.J.Research A 28 498; Kurzfassung: PR 76 848 (49)

Br 54-1 J.E. Brolley Jr. u. W.C. Dickinson, PR 94 640

Br 55-1 J.E. Brolley Jr., W.C. Dickinson u. R.L. Henkel, PR 99 159

Br 56-1 D.A. Bromley, CRP-642-A (AECL-329), S. 65

Br 56-2 F. Brown, M.R. Price u. H.H. Willis, J.Inorg.Nucl.Chem. 3 9

Bu 58-1 L.R. Bunney, E.M. Scadden, J.O. Abriam u. N.E. Ballou, PUAE 15 449 (P/642)

Bu 58-2 L.R. Bunney, E.M. Scadden, J.O. Abriam u. N.E. Ballou, PUAE 15 444 (P/644)

Bu 58-3 J.P. Butler, B.J. Bowles u. F. Brown, PUAE 15 156 (P/6)

Ca 51-1 A.G.W. Cameron u. L. Katz, PR 84 608

Ca 56-1 A.G.W. Cameron, CRP - 642 - A (AECL-329), S. 189

Ca 57-1 A.G.W. Cameron, CRP-690 (AECL-433)

Ch 56-1 G.R. Choppin, B.G. Harvey, D.A. Hicks, J. Ise Jr. u. R.V. Pyle, PR 102 766

Cl 58-1 K.M. Clarke, ANL-5853

Co 53-1 Ch.D. Coryell, Ann.Rev.Nucl.Science 2 305

Co 54-1 B.L. Cohen, W.H. Jones, G.H. McCormick u. B.L. Ferrell, PR 94 625

Co 55-1 B.L. Cohen, B.L. Ferrell-Bryan, D.J. Coombe u. M.K. Hullings, PR 98 685

Co 56-1 R.E. Coté, L.M. Bollinger, J.M. Leblanc u. G.E. Thomas, Bull.Am.Phys.Soc. II 1 187

Co 56-2 B.L. Cohen, A.F. Cohen u. Ch.D. Coley, PR 104 1046

Co 58-1 B.L. Cohen u. C.B. Fulmer, Nucl.Phys. 6 547

Co 58-2 C.T. Coffin u. I. Halpern, PR 112 536

Cr 56-1 L. Cranberg, G. Frye, N. Nereson u. L. Rosen, PR 103 662

Cr 58-1 E.A.C. Crouch u. I.G. Swainbank, PUAE 15 464 (P/7)

Cu 57-1 J.G. Cuninghame, J.Inorg.Nucl.Chem. 5 1

Cu 57-2 J.G. Cuninghame, J.Inorg.Nucl.Chem. 4 1

Cu 58-1 J.G. Cuninghame, J.Inorg.Nucl.Chem. 6 181

De 55-1 R.W. Deutsch, PR 97 1110

De 58-1 G.F. Denisenko, N.S. Ivanova, N.R. Novikova, N.A. Perfilov, E.I. Prokoffieva u. V.P. Šamov, PR 109 1779

Di 56-1 B.C. Diven, H.C. Martin, R.F. Taschek u. J. Terrell, PR 101 1012

Do 54-1 E.M. Douthett u. D.H. Templeton, PR 94 128

Do 58-1 I. Dostrovsky, P. Rabinowitz u. R. Bivins, PR 111 1659

Do 58-2 I. Dostrovsky, Z. Fraenkel u. P. Rabinovitz, PUAE 15 301 (P/1615)

Dr 57-1 V.A. Druin, S.M. Polikanov u. G.N. Flerov, ŽETF 32 1298; JETP 5 1059 (57)

Du 53-1 R.B. Duffield u. J.R. Huizenga, PR 89 1042

Du 53-2 S.P. Dutta, Indian J.Phys. 27 547

Du 58-1 R.B. Duffield, R.A. Schmitt u. R.A. Sharp, PUAE 15 202 (P/678)

Ea 56-1 T.A. Eastwood, CRP-642-A (AECL-329), S. 43

Eg 56-1 P.A. Egelstaff u. D.J. Hughes, Progress Nucl. Energy I 1 55

Er 57-1 B.G. Erozolimski, AE, Supplement 1, S. 74; SJAE, Supplement 1, S. 51 (57)

Er 58-1 T. Ericson u. V. Strutinski, Nucl. Phys. 8 284

Fa 54-1 A.W. Fairhall, I. Halpern u. E.J. Winhold, PR 94 733

Fa 56-1 F.J.M. Farley, J.Nucl.Energy 3 33

Fa 56-2 A.W. Fairhall, PR 102 1335

Fa 58-1 A.W. Fairhall, R.C. Jensen u. E.F. Neuzil, PUAE 15 452 (P/677)

Fa 58-2 H. Faissner u. F. Gönnenwein, Z.Physik 153 257

Fe 47-1 E. Fermi u. E. Teller, PR 72 399

Fe 51-1 B.T. Feld, H. Feshbach, M.L. Goldberger, H. Goldstein u. V.F. Weisskopf, NYO-636

Fl 53-1 W.H. Fleming u. H.G. Thode, PR 92 378

Fl 58-1 N.N. Florov, A.A. Berezin u. I.E. Čelnokov, AE 5 657

Fl 58-2 R.G. Fluharty, M.S. Moore u. J.E. Evans, PUAE 15 111 (P/645)

Fo 47-1 J.L. Fowler u. L. Rosen, PR 72 926

Fo 52-1 J.L. Fowler, W.H. Jones u. J.H. Paehler, PR 88, 71

Fo 53-1 G.P. Ford, AECD-3597

Fo 55-1 R.L. Folger, P.C. Stevenson u. G.T. Seaborg, PR 98 107

Fo 56-1 P. Fong, PR 102 434

Fo 58-1 B.M. Foreman Jr., UCRL-8223

Fr 46-1 J. Frenkel, J.Phys.USSR 10 533

Fr 47-1 S. Frankel u. N. Metropolis, PR 72 914

Fr 51-1 S.S. Friedland, PR 84 75

Fr 52-1 J.S. Fraser, PR 88 536

Fr 54-1 J.S. Fraser u. J.C.D. Milton, PR 93 818

Fr 55-1 J.E. Francis u. R.L. Gamble, ORNL-1879, S.20

Fr 56-1 J.S. Fraser, CRP-642-A (AECL-329), S. 239

Fr 58-1 K. Fritze, C.C. McMullen u. H.G. Thode, PUAE 15 436 (P/187)

Fu 50-1 Y. Fujimoto u. Y. Yamaguchi, Progress Theor.Phys. 5 76

Fu 52-1 S.-C. Fung u. I. Perlman, PR 87 623

Ge 54-1 M. Gell-Mann, M.L. Goldberger u. W.E. Thirring, PR 95 1612

Gh 56-1 A. Ghiorso, PUAE 7 15 (P/718)

Gi 54-1 J. Gindler u. R.B. Duffield, PR 94 759

Gi 56-1 W.M. Gibson, UCRL-3493

Gi 56-2 J.E. Gindler, J.R. Huizenga u. R.A. Schmitt, PR 104 425

Gl 51-1 L.E. Glendenin, Ch.D. Coryell u. R.R. Edwards, NNES IV 9 489

Gl 51-2 L.E. Glendenin, E.P. Steinberg, M. G. Inghram u. D.C. Hess, PR 84 860

Gl 55-1 R.A. Glass, S.G. Thompson u. G.T. Seaborg, J.Inorg.Nucl.Chem. 1 3

Gl 55-2 L.E. Glendenin u. E.P. Steinberg, J.Inorg.Nucl.Chem. 1 45

Gl 56-1 R.A. Glass, R.J. Carr, J.W. Cobble u. G.T. Seaborg, PR 104 434

Go 48-1 M.L. Goldberger, PR 74 1269

Go 49-1 R.H. Goeckermann u. I. Perlman, PR 76 628

Go 55-1 V.I. Goldanskij, V.S. Penkina u. E.Z. Tarumov, ŽETF 29 778; JETP 2 677 (56); Dokl. Akad. Nauk SSSR 101 1027 (55); AERE-Lib/Trans-581

Go 56-1 W.M. Good u. E.O. Wollan, PR 101 249

Gr 56-1 E. Gross, UCRL-3330

Gr 56-2 J.A. Grundl u. J.R. Neuer, Bull.Am.Phys.Soc. II 1 95

Gr 57-1 W.E. Grummitt u. G.M. Milton, J.Inorg.Nucl.Chem. 5 93

Gr 57-2 W.E. Grummitt u. G.M. Milton, CRC-694 (AECL-453)

Ha 41-1 R.O. Haxby, W.E. Shoupp, W.E. Stevens u. W.H. Wells, PR 59 57

Ha 51-1 G.C. Hanna, B.G. Harvey, N. Moss u. P.R. Tunnicliffe, PR 81 466

Ha 53-1 R. Hagedorn u. W. Macke, Vorträge über kosmische Strahlung, herausgegeben von W. Heisenberg, Springer, Berlin, S. 201

Ha 54-1 G.N. Harding, AERE/NR-1438

Ha 55-1 J.A. Harvey, D.J. Hughes, R.S. Carter u. V.E. Pilcher, PR 99 10

Ha 56-1 G.N. Harding, Proc.Phys.Soc. (London) A 69 330

Ha 56-2 G.N. Harding u. F.J.M. Farley, Proc.Phys.Soc. (London) A 69 853

Ha 56-3 J.A. Harvey u. J.E. Sanders, Progr.Nucl.Energy I 1 1

Ha 57-1 I.W. Hay u. T.D. Newton, Can.J.Phys. 35 195

Ha 58-1 I. Halpern u. C.T. Coffin, PUAE 15 398 (P/642)

Ha 58-2 I. Halpern u. V.M. Strutinski, PUAE 15 408 (P/1513)

Ha 58-3 W.W. Havens Jr. u. E. Melkonian, PUAE 15 99 (P/655)

He 55-1 K.M. Henry u. M.P. Haydon, CF-55-4-22

He 56-1 R.L. Henkel u. J.E. Brolley Jr., PR 103 1292

He 56-2 K.M. Henry u. M.P. Haydon, ORNL-2081, S. 108

He 58-1 A. Hemmendinger, PUAE 15 344 (P 663)

Hi 52-1 N.M. Hintz u. N.F. Ramsey, PR 88 19

Hi 53-1 D.L. Hill u. J.A. Wheeler, PR 89 1102

Hi 53-2 D.M. Hiller u. D.S. Martin Jr., PR 90 581

Hi 55-1 H.G. Hicks u. R.S. Gilbert, PR 100 1286

Hi 55-2 H.G. Hicks, P.C. Stevenson, R.S. Gilbert u. W.H. Hutchin, PR 100 1284

Hi 56-1 D.A. Hicks, J. Ise Jr. u. R.V. Pyle, PR 101 1016

Hi 57-1 D.A. Hicks, J. Ise Jr., R.V. Pyle, G. Choppin u. B. Harvey, PR 105 1507

Hj 56-1 E. Hjalmar, H. Slätis u. S.G. Thompson, Arkiv Fysik 10 357

Ho 51-1 J.M. Hollander, UCRL-1396

Hu 51-1 H. Hurwitz Jr. u. H.A. Bethe, PR 81 898

Hu 53-1 J.R. Huizenga, ANL-5150

Hu 54-1 J.R. Huizenga, W.M. Manning u. G.T. Seaborg, NNES IV 14A 839

Hu 54-2 J.R. Huizenga, J.E. Gindler u. R.B. Duffield, PR 95 1009

Hu 54-3 J.R. Huizenga, PR 94 158

Hu 56-1 J.R. Huizenga, PUAE 2 208 (P/836)

Hu 56-2 Ch.M. Huddleston, ANL-5609, S. 39

Hu 58-1 J.R. Huizenga, PR 109 484

Hu 58-2 D.J. Hughes u. R.B. Schwartz, BNL-325, Second Edition

Hy 57-1 E.K. Hyde u. G.T. Seaborg, Handbuch der Physik, Springer, Berlin, Bd. 42, S. 305

In 58-1 D.R. Inglis, Annals of Physics 5 106

Iv 55-1 N.S. Ivanova, N.A. Perfilov u. V.P. Šamov, Dokl. Akad. Nauk SSSR 103 573; AERE-Lib/Trans-646

Iv 56-1 N.S. Ivanova, ŽETF 31 413; JETP 4 365 (57)

Iv 56-2 N.S. Ivanova u. I.I. Pjanov, ŽETF 31 416; JETP 4 367 (57)

Iv 56-3 N.S. Ivanova, ŽETF 31 693; JETP 4 597 (57)

Iv 57-1 N.S. Ivanova, AE, Supplement 1, S. 115; SJAE, Supplement 1, S. 76 (57)

Iv 57-2 R.N. Ivanov, V.K. Gorškov, M.P. Anikina, G.M. Kukavadze u. B.V. Eršler, AE 3 546; SJAE 3 1436 (57); Kernenergie 1 887 (58); J.Nucl.Energy 9 46 (59)

Iv 58-1 N.S. Ivanova, ŽETF 34 1381; JETP 7 955 (58)

Iv 58-2 N.S. Ivanova, V.I. Ostroumov u. R.A. Filov, PUAE 15 164 (P/2039)

Ja 56-1 J.D. Jackson, CRP-642-A (AECL-329), S. 125

Je 58-1 R.C. Jensen u. A.W. Fairhall, PR 109 942

Jo 53-1 W. John u. W.F. Fry, PR 91 1234

Jo 55-1 L.G. Jodra u. N. Sugarman, PR 99 1470

Jo 55-2 W.H. Jones, A. Timnick, J.H. Paehler u. T.H. Handley, PR 99 184

Jo 56-1 W.H. Jones, ORO-162

Ju 49-1 J. Jungerman u. S.C. Wright, PR 76 1112

Ju 50-1 J. Jungerman, PR 79 632

Ju 54-1 J. Jungerman u. H. Steiner, PR 93 949

Ju 57-1 J.A. Jungerman u. H.M. Steiner, PR 106 585

Ka 48-1 S. Katcoff, J.A. Miskel u. Ch. W. Stanley, PR 74 631

Ka 51-1 L. Katz u. A.G.W. Cameron, Can.J.Phys. 29 518

Ka 55-1 L. Katz, T.M. Kavanagh, A.G.W. Cameron, E.C. Bailey u. J.W.T. Spinks, PR 99 98

Ka 56-1 V.I. Kalašnikova, V.I. Lebedev, L.A. Mikaeljan u. M.I. Pevzner, AE 1 Nr. 3, S. 11; SJAE 1 291 (56); J.Nucl.Energy 4 67 (57)

Ka 58-1 L. Katz, A.P. Baerg u. F. Brown, PUAE 15 188 (P/200)

Ka 58-2 S. Katcoff, Nucleonics 16 Nr. 4, S. 78

Ka 58-3 A.V. Kaliamin, A.N. Murin, B.K. Preobraženskij u. N.E. Titov, AE 4 196; SJAE 4 267 (58); J.Nucl.Energy 9 165 (59)

Ke 48-1 E.L. Kelly u. C. Wiegand, PR 73 1135

Ke 54-1 R.N. Keller, E.P. Steinberg u. L.E. Glendenin, PR 94 969

Ke 56-1 T.J. Kennett u. H.G. Thode, PR 103 323

Ke 58-1 G.R. Keepin, AE 4 250; SJAE 4 339 (58); Kernenergie 1 975 (58); J.Nucl.Energy 7 13 (58)

Kj 56-1 A. Kjelberg u. A.C. Pappas, Nucl.Phys. 1 322

Ko 50-1 H.W. Koch, J.McElhinney u. E.L. Gasteiger, PR 77 329

Ko 55-1 N.N. Kolesnikov u. S.I. Larkin, ŽETF 28 244; JETP 1 179 (55)

Ko 56-1 V.A. Korotkova, P.A. Čerenkov u. I.V. Čuvilo, Dokl.Akad.Nauk SSSR 106 811; Soviet Phys. "Doklady" 1 104 (56)

Ko 56-2 V.A. Korotkova, P.A. Čerenkov u. I.V. Čuvilo, Dokl.Akad.Nauk SSSR 106 633; Soviet Phys. "Doklady" 1 77 (56)

Ko 57-1 V.P. Kovalev, V.N. Andreev, M.N. Nikolaev u. A.G. Gusejnov, ŽETF 33 1069; JETP 6 825 (58)

Ko 58-1 V.P. Kovalev, ŽETF 34 501; JETP 7 345 (58)

Ko 58-2 V.P. Kovalev u. V.S. Stavinskij, ŽETF 35 787; JETP 8 545 (59)

Ko 58-3 V.P. Kovalev u. V.S. Stavinskij, AE 5 649

Ko 58-4 B.S. Kovrigin u. K.A. Petržak, AE 4 547

Kr 52-1 A. Kramish, PR 88 1201

Kr 55-1 P. Kruger u. N. Sugarman, PR 99 1459

Kr 57-1 L.M. Križanskij, Ja.Malji, A.N. Murin u. B.K. Preobraženskij, AE 2 276; SJAE 2 334 (57); J.Nucl.Energy 6 260 (57/58)

Kr 58-1 L.M. Križanskij u. A.N. Murin, AE 4 77; SJAE 4 95 (58); Kernenergie 1 1009 (58)

Ku 55-1 B.V. Kurčatov, V.N. Mechedov, M. Ja. Kuznecova u. L.N. Kurčatova, Sessija Akad.Nauk SSSR (Chemie) S. 120; Atomenergie (Chemie) S. 100 (57); Conf.Acad.Sci.USSR (Chemical Science) S. 79 (56)

Ku 55-2 K. Kumar u. M.A. Preston, Can.J. Phys. 33 298

La 55-1 L.E. Lazareva, B.L. Gavrilov, B.N. Valuev, G.N. Zacepina u. V.S. Stavinski,
Sessija Akad.Nauk SSSR (Phys. u. Math.) S. 306;
Atomenergie (Phys. u. Math.) S. 251 (57);
Conf.Acad.Sci.USSR (Phys. and Math.Sciences) S. 217 (56)

La 57-1 A.K. Lavruchina, L.P. Moskaleva, L.D. Krasavina u. I.M. Grečiščeva, AE 3 285; SJAE 3 1087 (57); J.Nucl.Energy 8 231 (58 59)

La 57-2 A.K. Lavruchina u. L.D. Krasavina, AE 2 27; SJAE 2 27 (57); J.Nucl.Energy 5 236 (57)

Le 50-1 K.J. LeCouteur, Proc.Roy.Soc. (London) A 63 259

Le 52-1 R.B. Leachman, PR 87 444

Le 54-1 R.B. Leachman u. H.W. Schmitt, PR 96 1366

Le 56-1 R.B. Leachman, PUAE 2 193 (P/592)

Le 56-2 R.B. Leachman, PR 101 1005

Le 57-1 R.B. Leachman u. C.S. Kazek Jr., PR 105 1511

Le 58-1 R.B. Leachman, PUAE 15 229 (P/2467)

Le 58-2 R.B. Leachman, PUAE 15 331 (P/665)

Le 58-3 V.I. Lebedev u. V.I. Kalašnikova, AE 5 176

Le 58-4 V.I. Lebedev u. V.I. Kalašnikova, ŽETF 35 535; JETP 8 370 (59)

Le 58-5 B.R. Leonard Jr., E.J. Seppi u. S.J. Friesenhahn, HW-56919, S. 62

Le 58-6 R.M. Lessler, UCRL-8439

Li 52-1 D.J. Littler, Proc.Phys.Soc. (London) A 65 203

Li 54-1 M. Lindner u. R.N. Osborne, PR 94 1323

Li 56-1 M. Lindner u. R.N. Osborne, PR 103 378

Lo 55-1 O.V. Ložkin, N.A. Perfilov u. V.P. Šamov, ŽETF 29 292; JETP 2 116 (56)

Lo 55-2 O.V. Ložkin u. V.P. Šamov, ŽETF 28 739; JETP 1 587 (55)

Lu 56-1 E.V. Luoma, UCRL-3495

Ma 54-1 L. Marquez, Nuovo Cimento (9) 12 288

Ma 57-1 L. Marquez, Proc.Phys.Soc. (London) A 70 546

Ma 57-2 L. Marquez, Nuovo Cimento (10) 5 1646

Ma 58-1 F.C. Maienschein, R.W. Peelle, W. Zobel u. T.A. Love, PUAE 15 366 (P/670)

Mc 51-1 J. McElhinney u. W.E. Ogle, PR 81 342

Mc 54-1 G.H. McCormick u. B.L. Cohen, PR 96 722

Mc 54-2 H. McManus, W.T. Sharp u. H. Gellman, PR 93 924

Me 57-1 V.N. Mechedov, AE, Supplement 1, S. 181; SJAE, Supplement 1, S. 120 (57)

Me 58-1 J.W. Meadows, PR 110 1109

Me 58-2 N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller u. G. Friedlander, PR 110 185

Me 58-3 N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander u. A. Turkevich, PR 110 204

Mi 56-1 J.C.D. Milton, CRP-642-A (AECL-329) S. 207

Mi 57-1 E.V. Minarik u. V.A. Novikov, ŽETF 32 241; JETP 5 253 (57)

Mi 58-1 J.C.D. Milton u. J.S. Fraser, PR 111 877; PUAE 15 216 (P/199) (58)

Mi 58-2 A.K. Mihul u. M.G. Petrašcu, NP-7060

Mo 58-1 T.A. Mostovaja, PUAE 15 433 (P/2031)

Na 57-1 R. Nasuhoglu, S. Raboy, G.R. Ringo, L.E. Glendenin u. E.P. Steinberg, PR 108 1522

Ne 49-1 A.S. Newton, PR 75 17

Ne 52-1 N. Nereson, PR 88 823

Ne 55-1 W.E. Nervik u. G.T. Seaborg, PR 97 1092

No 58-1 R.A. Nobles u. R.B. Leachman, Nucl.Phys. 5 211

Ob 58-1 A.I. Obuchov, ŽETF 35 1042; JETP 8 727 (59)

Og 51-1 W.E. Ogle u. J.McElhinney, PR 81 344

Os 55-1 V.I. Ostroumov, Dokl.Akad.Nauk SSSR 103 409

Os 55-2 V.I. Ostroumov, Dokl.Akad.Nauk SSSR 103 413

Os 56-1 V.I. Ostroumov u. N.A. Perfilov, ŽETF 31 716; JETP 4 603 (57)

Os 57-1 V.I. Ostroumov u. R.A. Filov, ŽETF 33 1335; JETP 6 1026 (58)

Pa 53-1 A.C. Pappas, AECU-2806

Pa 56-1 A.C. Pappas, PUAE 7 19 (P/881)

Pa 56-2 F.I. Pavlockaja u. A.K. Lavruchina, AE 1 Nr.5, S. 115; SJAE 1 791 (56); J.Nucl.Energy 5 149 (57)

Pa 58-1 B.D. Pate, J.S. Foster u. L. Yaffe, PUAE 15 149 (P/197); Can.J.Chem. 36 1691 (58)

Pa 58-2 F.I. Pavlockaja u. A.K. Lavruchina, ŽETF 34 1058; JETP 7 732 (58)

Pa 58-3 B.D. Pate, Can.J.Chem. 36 1707

Pe 55-1 N.A. Perfilov, N.S. Ivanova, O.V. Ložkin, V.I. Ostroumov, u. V.P. Šamov, Sessija Akad.Nauk SSSR (Chemie) S. 79; Atomenergie (Chemie) S. 66 (57) Conf.Acad.Sci.USSR (Chemical Science) S. 55 (56)

Pe 55-2 J.A. Petruska, H.G. Thode u. R.H. Tomlinson, Can.J.Phys. 33 693

Pe 55-3 N.A. Perfilov, O.V. Ložkin u. V.P. Šamov, Dokl.Akad.Nauk SSSR 103 417; ŽETF 28 655 (55); JETP 1 439 (55)

Pe 55-4 N.A. Perfilov u. N.S. Ivanova, ŽETF 28 732; JETP 1 585 (55); ŽETF 29 551 (55); JETP 2 433 (56)

Pe 57-1 N.A. Perfilov, AE, Supplement 1, S. 98; SJAE, Supplement 1, S. 66 (57)

Pi 56-1 V.E. Pilcher, J.A. Harvey u. D.J. Hughes, PR 103 1342

Po 56-1 C.E. Porter u. R.G. Thomas, PR 104 483

Po 57-1 N.T. Porile u. N. Sugarman, PR 107 1422

Po 57-2 N.T. Porile u. N. Sugarman, PR 107 1410

Po 57-3 N.T. Porile, PR 108 1526

Pr 47-1 R.D. Present, PR 72 7

Pr 58-1 A.N. Protopopov, Ju.A Selickij u. S.M. Solovjov, AE 4 190; SJAE 4 256 (58); Kernenergie 1 1077 (58); J.Nucl.Energy 9 157 (59)

Pr 58-2 A.N. Protopopov u. V.P. Ejsmont, AE 4 194; SJAE 4 265 (58); Kernenergie 1 1081 (58); J.Nucl. Energy 9 164 (59)

Pr 58-3 A.N. Protopopov u. V.P. Ejsmont, ŽETF 34 250; JETP 7 173 (58)

Pr 58-4 A.N. Protopopov u. B.M. Širjaev, ŽETF 34 331; JETP 7 231 (58)

Pr 58-5 A.N. Protopopov, G.N. Tolmachev, V.N. Ušackij, R.V. Venediktova, I.T. Krisuk, L.P. Rodinova u. G.V. Jakovleva, AE 5 130

Ra 58-1 R. Ramanna u. P.N. Rama Rao, PUAE 15 361 (P/1633)

Re 55-1 Z.L. Reineks, J.D. Finegan u. R.S. Shankland, AECU-3141

Re 58-1 C.W. Reich u. M.S. Moore, PR 111 929

Re 58-2 R.B. Regier, W.H. Burgus, J.R. Smith u. M.S. Moore, Bull.Am.Phys.Soc. II 3 6

Ri 52-1 H.G. Richter u. Ch.D. Coryell, AECU-2082, S. 40

Ri 54-1 H.G. Richter u. Ch.D. Coryell, PR 95 1550

Ri 56-1 S.E. Ritsema, UCRL-3266

Rj 56-1 S.G. Rjžanov, ŽETF 30 599; JETP 3 632 (56/57)

Ro 58-1 L.W. Roeland, L.M. Bollinger u. G.E. Thomas, PUAE 15 440 (P/551)

Sa 56-1 G.de Saussure u. E.G. Silver, ORNL-2081, S. 105

Sa 56-2 J.E. Sanders u. C.J. Kenward, J. Nucl.Energy 3 70

Sa 56-3 V.L. Sailor, PUAE 4 199 (P/586)

Sc 54-1 R.A. Schmitt u. N. Sugarman, PR 95 1260

Sc 57-1 R.G. Schrandt, J.R. Beyster, M. Walt u. E.W. Salmi, LA-2099

Sc 57-2 R.A. Schmitt u. R.B. Duffield, PR 105 1277

Se 47-1 R. Serber, PR 72 1114

Se 52-1 G.T. Seaborg, PR 85 157

Se 54-1 E. Segrè u. C. Weigand, PR 94 157

Sh 50-1 R.L. Shurey, UCRL-793 (UCRL-959?)

Sh 58-1 F.J. Shore u. V.L. Sailer, PUAE 15 118 (P/648)

Sk 56-1 K. Skarsvåg, PUAE 2 185 (P/884)

Sk 57-1 V.V. Skliarevskij, D.E. Fomenko u. E.P. Stepanov, ŽETF 32 256; JETP 5 220 (57)

Sk 58-1 D.M. Skyrme u. G.N. Harding, Nuovo Cimento (10) 9 1082

Sm 56-1 A.B. Smith, A.M. Friedman u. P.R. Fields, PR 102 813

Sm 56-2 A.B. Smith, P.R. Fields u. A.M. Friedman, PR 104 699

Sm 57-1 A.B. Smith, P.R. Fields u. A.M. Friedman, PR 106 779

Sm 57-2 A.B. Smith, P.R. Fields u. J.H. Roberts, PR 108 411

Sm 58-1 A. Smith, P. Fields, A. Friedman u. R. Sjoblom, PR 111 1633

Sm 58-2 A. Smith, P. Fields, A. Friedman, S. Cox u. R. Sjoblom, PUAE 15 392 (P/690)

Sm 58-3 G.N. Smirenkin, I.I. Bondarenko, L.S. Kucaeva, Ch.D. Miščenko, L.I. Prochorova u. B.P. Šemetenko, AE 4 188; SJAE 4 253 (58); Kernenergie 1 1003 (58); J.Nucl.Energy 9 155 (59)

St 49-1 C.W. Stanley u. S. Katcoff, J.Chem.Phys. 17 653

St 54-1 E.P. Steinberg u. L.E. Glendenin, PR 95 431

St 54-2 M.H. Studier u. J.R. Huizenga, PR 96 545

St 54-3 E.P. Steinberg, L.E. Glendenin, M.G. Inghram u. R.J. Hayden, PR 95 867

St 56-1 H.M. Steiner u. J.A. Jungerman, PR 101 807

St 56-2 E.P. Steinberg u. L.E. Glendenin, PUAE 7 3 (P/614)

St 57-1 W.E. Stein, PR 108 94

St 58-1 R.H. Stokes, J.A. Northrup u. K. Boyer, PUAE 15 179 (P/659)

St 58-2 P.C. Stevenson, H.G. Hicks, W.E. Nervik u. D.R. Nethaway, PR 111 886

St 58-3 W.E. Stein u. S.L. Whetstone Jr., PR 110 476

Su 50-1 N. Sugarman, PR 79 532

Su 53-1 N. Sugarman u. A. Haber, PR 92 730

Su 56-1 N. Sugarman, M. Campos u. K. Wielgoz, PR 101 388

Su 57-1 T.T. Sugihara, P.J. Drevinsky, E.J. Troianello u. J.M. Alexander, PR 108 1264

Su 57-2 T.T. Sugihara, NYO-7755

Sw 55-1 W.J. Swiatecki, PR 100 936

Sw 55-2 W.J. Swiatecki, PR 100 937

Sw 56-1 W.J. Swiatecki, PR 101 97

Ša 55-1 V.P. Šamov, Dokl.Akad.Nauk SSSR 103 593; AEC-tr-2308

Ša 55-2 V.P. Šamov u. O.V. Ložkin, ŽETF 29 286; JETP 2 111 (56)

Ša 57-1 V.P. Šamov, AE, Supplement 1, S. 129; SJAE, Supplement 1, S. 85 (57)

Ša 57-2 V.P. Šamov, ŽETF 33 346; JETP 6 268 (58)

Ša 58-1 V.P. Šamov, ŽETF 35 316; JETP 8 219 (59); PUAE 15 171 (P/2222) (58)

Ta 50-1 S. Tamor, PR 77 412

Ta 58-1 N.I. Tarantin, Ju.B. Gerlit, L.I. Guseva, B.F. Mjasoedov, K.V. Filippova u. G.N. Flerov, ŽETF 34 316; JETP 7 220 (58)

Te 52-1 H.A. Tewes u. R.A. James, PR 88 860

Te 57-1 J. Terrell, PR 108 783

Th 47-1 H.G. Thode u. R.L. Graham, Can.J.Research A 25 1

Th 57-1 T.D. Thomas, UCRL-3791

Th 58-1 T.D. Thomas, B.G. Harvey u. G.T. Seaborg, PUAE 15 295 (P/1429)

To 56-1 R.H. Tomlinson, CRP-642-A (AECL-329), S. 262

Tu 53-1 A. Turkevich, J.B. Niday u. A. Tompkins, PR 89 552

Va 54-1 A.A. Varfolomejev, A.S. Romanceva u. V.M. Kutukova, Dokl. Akad. Nauk SSSR 105 693

Va 57-1 R. Vandenbosch, UCRL-3858

Va 58-1 R. Vandenbosch u. G.T. Seaborg, PR 110 507

Va 58-2 R. Vandenbosch u. J.R. Huizenga, PUAE 15 284 (P/688)

Va 58-3 R. Vandenbosch, T.D. Thomas, S.E. Vandenbosch, R.A. Glass u. G.T. Seaborg, PR 111 1358

Va 58-4 I.A. Vasilev u. K.A. Petržak, ŽETF 35 1135; JETP 8 795 (59)

Vi 55-1 A.P. Vinogradov, I.P. Alimarin, V.I. Baranov, A.K. Lavruchina, T.V. Baranova, F.I. Pavlockaja, A.A. Bragina u. Ju.V. Jakovlev, Sessija Akad. Nauk SSSR (Chemie) S. 97; Atomenergie (Chemie) S. 81 (57); Conf. Acad. Sci. USSR (Chemical Science) S. 65 (56)

Vl 57-1 V.V. Vladimirskij, A.A. Panov, I.A. Radkevič u. V.V. Sokolovskij, AE 3 444; SJAE 3 1315 (57); J. Nucl. Energy 7 169 (58)

Vo 57-1 V.K. Voitoveckij, B.A. Levin u. E.V. Marčenko, ŽETF 32 263; JETP 5 184 (57)

Vo 58-1 E. Vogt, PR 112 203

Wa 48-1 K. Way u. E.P. Wigner, PR 73 1318

Wa 48-2 R.K. Wakerling, UCRL-132

Wa 49-1 K. Way u. N. Dismuke, ORNL-280

Wa 52-1 B.E. Watt, PR 87 1037

Wa 54-1 J.S. Wahl, PR 95 126

Wa 55-1 A.C. Wahl, PR 99 730

Wa 55-2 A.H. Wapstra, Physica 21 385

Wa 58-1 A.C. Wahl, J. Inorg. Nucl. Chem. 6 263

Wa 58-2 J. Wahl, AECD-4261

We 53-1 G.W. Wetherill, PR 92 907

Wh 50-1 W.J. Whitehouse u. W. Galbraith, Phil. Mag. 41 429

Wh 56-1 J.A. Wheeler, Physica 22 1103

Wh 56-2 J.A. Wheeler, PUAE 2 155 (P/593)

Wh 57-1 J.A. Wheeler, TID-7547, S. 146

Wi 52-1 W.J. Winhold, P.T. Demos u. I. Halpern, PR 87 1139

Wi 53-1 D.R. Wiles, B.W. Smith, R. Horsley u. H.G. Thode, Can.J.Phys. 31 419

Wi 54-1 D.R. Wiles u. Ch.D. Coryell, PR 96 696

Wi 56-1 E.J. Winhold u. I. Halpern, PR 103 990

Wo 56-1 R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cumming, G. Friedlander u. J. Hudis, PR 103 394

Wo 57-1 R.L. Wolke u. J.R. Gutmann, PR 107 850

Ya 50-1 Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. Japan 5 143

Za 57-1 Ju.S. Zamjatnin, AE, Supplement 1, S. 27; SJAE, Supplement 1, S. 21 (57)